AUFBAU UND UNTERSUCHUNG DER EIGENSCHAFTEN EINES ELEKTRONENOPTISCHEN MASKIERUNGSPROJEKTORS MIT PHOTOKATHODE FÜR VERKLEINERUNG

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard - Karls - Universität zu Tübingen

vorgelegt von

MAX MAYR
aus Tübingen

1980

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548921_0031

AUFBAU UND UNTERSUCHUNG DER EIGENSCHAFTEN EINES ELEKTRONENOPTISCHEN MASKIERUNGSPROJEKTORS MIT PHOTOKATHODE FÜR VERKLEINERUNG

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard - Karls - Universität zu Tübingen

vorgelegt von

MAX MAYR
aus Tübingen

1980

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung: 18.7.1980

Dekan:Prof.Dr.W.Prandl

1.Berichterstatter:Prof.Dr.R.Speidel

2.Berichterstatter:Prof.Dr.F.Lenz

INHALTSVERZEICHNIS SEITE

1.Einleitung 1

2.Funktionsweise des neuen Elektronenstrahlerzeugungssystems 3

3.Verwendeter Verkleinerungsstrahlengang 6

4.Abbildungseigenschaften eines teleskopischen Systems von 2 Magnetlinsen 7

5.Ähnlichkeitsgesetze 11

6.Dimensionierung der Bauelemente 16

7.Konstruktion der Bauelemente 20

8.Anordnung der Bauelemente 32

9.Herstellung der Photokathoden 40

10.Scharfstellverfahren 43

11.Experimentelle Ergebnisse 44

12.Elektronenoptische Grenzen des Verfahrens 59

13.Derzeitige technologische Grenzen 67

14.Zusammenfassung 69

15.Literaturverzeichnis 73

1.Einleitung

Bei der Fertigung mikroelektronischer Bauelemente werden zur Herstellung von Diffusionsfenstern und Leiterbahnen Verfahren benötigt,mit deren Hilfe Strukturen mit Linienbreiten von 2 µm und darunter auf Waferoberflächen übertragen werden können. Die bisher verwendeten lichtoptischen Verfahren stossen bei diesen Dimensionen an prinzipielle und technologische Grenzen. Aus diesem Grunde wurde in den letzten Jahren verstärkt die Entwicklung elektronenoptischer Maskierungsverfahren vorangetrieben,mit denen kleinere nutzbare Linienbreiten und bessere Ausbeuten erreicht werden können.

In der Elektronenstrahllithographie wurde die Forschungs- und Entwicklungsarbeit in zwei Richtungen vorangetrieben: Es wurden Rasterverfahren und Projektionssysteme entwickelt. Bei den Rasterverfahren wird eine feine Elektronenstrahlsonde rasterförmig über die zu maskierende Fläche geführt. Entsprechend der Maskenstruktur wird durch Hell-Dunkel-Tastung des Elektronenstrahls in elektronenempfindlichem Lack belichtet.Infolge der Abbildungsfehler der Systeme können lediglich Felder von Chipgrösse(einige mm^2) in einem Arbeitsgang beschrieben werden.Zur vollständigen Belichtung grosser Wafer muss im Step- and repeat-Verfahren belichtet werden. Trotz des Vorteils hoher Flexibilität infolge Computersteuerung erscheinen solche Mikroschreiber derzeit auf Grund der sehr langen Belichtungszeiten für grosse Wafer für eine Massenproduktion ungeeignet.Das Anwendungsfeld der Mikroschreiber ist derzeit hauptsächlich die Maskenherstellung für Kontaktkopiergeräte.
Projektionsverfahren,bei denen die gesamte zu übertragende Struktur auf einmal belichtet wird,erlauben die Belichtung grösserer Flächen innerhalb weniger Sekunden.
Beim 1:1 Maskierungsprojektor kann der gesamte Wafer,bei den verkleinernden Maskierungsprojektoren eine Fläche von einigen Quadratmillimetern in wenigen Sekunden belichtet werden.

Die bisher gebauten elektronenoptischen Projektionssysteme für verkleinernde Abbildung(1,2,3) verwenden üblicherweise für Elektronen teilweise transparente Maskenfolien(Abb1a). Die vor der Maske liegenden elektronenoptischen Bauelemente sorgen für eine möglichst parallele und homogene Ausleuchtung der Maske mit Elektronen,die auf die Maske folgenden Linsen bilden diese verkleinert in die Registrierebene ab. Die in diesen Geräten verwendeten Masken haben Durchmesser in der Grössenordnung von 40 mm.Dies bedeutet einen hohen Aufwand bei der Maskenherstellung,die Entwicklung von besonderen,komplizierten Technologien für diesen Zweck(4,5) und teilweise gewisse Einschränkungen in den abzubildenden Strukturen.
In der vorliegenden Arbeit wurden nun das gesamte Beleuchtungssystem und die freitragende Maske durch eine maskierte Photokathode mit Gitteranode ersetzt und die Eigenschaften eines solchen neuen Systems untersucht.Die erforderlichen Masken können nun in konventioneller Technologie auf Quarzglasscheiben erzeugt werden.

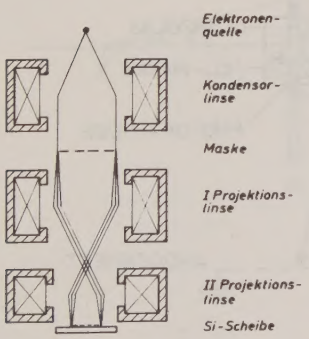


Abb.1a:Projektor mit freitragender Maske

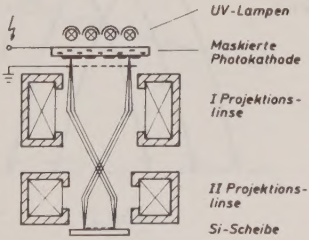


Abb.1b:Projektor mit maskierter Photokathode

2.Funktionsweise des neuen Elektronenstrahlerzeugungssystems

Als Elektronenquelle wird ein Bildwandler verwendet:Die abzubildende Maskenstruktur wird mittels lichtoptischer Lithographie auf einer Quarzglasplatte in einem Material erzeugt,das eine hohe Absorption für ultraviolettes Licht zeigt.Über die Vorderseite der maskierten Quarzglasplatte wird eine dünne Schicht eines geeigneten Photokathodenmaterials aufgedampft.

Die nunmehr vorliegende maskierte Photokathode wird von hinten mit UV-Licht passender Wellenlänge beleuchtet,so dass an den lichtdurchlässigen Stellen der Maske in der Photoschicht Elektronen ausgelöst werden.Die Photokathode liegt auf negativer Hochspannung,so dass die Elektronen zwischen Kathode und einem auf Erdpotential liegenden Anodennetz die gewünschte Beschleunigungsspannung durchlaufen.

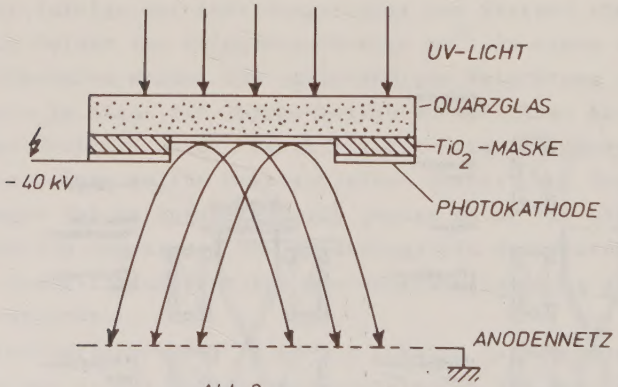


Abb.2:Elektronenstrahlerzeugung
im Bildwandler

Betrachtet man zunächst in erster Näherung durch die Gitterebene eine plane Äquipotentiallinie als hinreichend gut realisiert,so liegt zwischen Photokathode und Anodennetz praktisch ein homogenes Beschleunigungsfeld vor,in dem die Elektronen auf Parabelbahnen von der Kathode zur Anode gelangen. Die Achsenschnittpunkte der Bahntangenten an die Durchstosspunkte in der Anodenebene liefern ein virtuelles Bild V eines reellen Punktes R.Die Elektronen scheinen alle aus einem Kegel mit dem halben Öffnungswinkel γ_1 zu kommen,und man kann zeigen,dass die Beziehung gilt:

$$\gamma_1 \leq \arctan \sqrt{u/U}$$

wobei u die wahrscheinlichste Austrittsenergie der Photoelektronen und U die Beschleunigungsspannung ist.

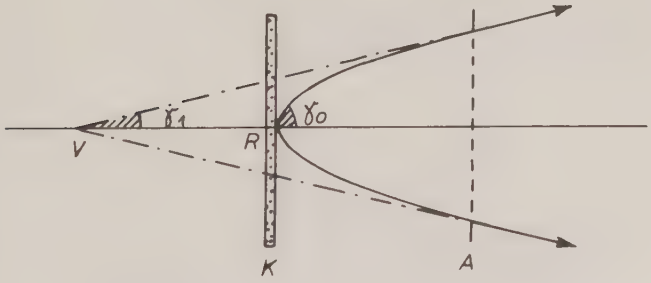


Abb.3:Entstehung des virtuellen Bildes im homogenen Beschleunigungsfeld.

Abbildung 4 zeigt den schematischen Aufbau des Gerätes:Das vom Bildwandler erzeugte virtuelle Bild der Photokathode wird mit einem System von zwei passend gebauten und angeordneten Magnetlinsen verkleinert in die Registrierebene abgebildet und dort in Electron Resist registriert.

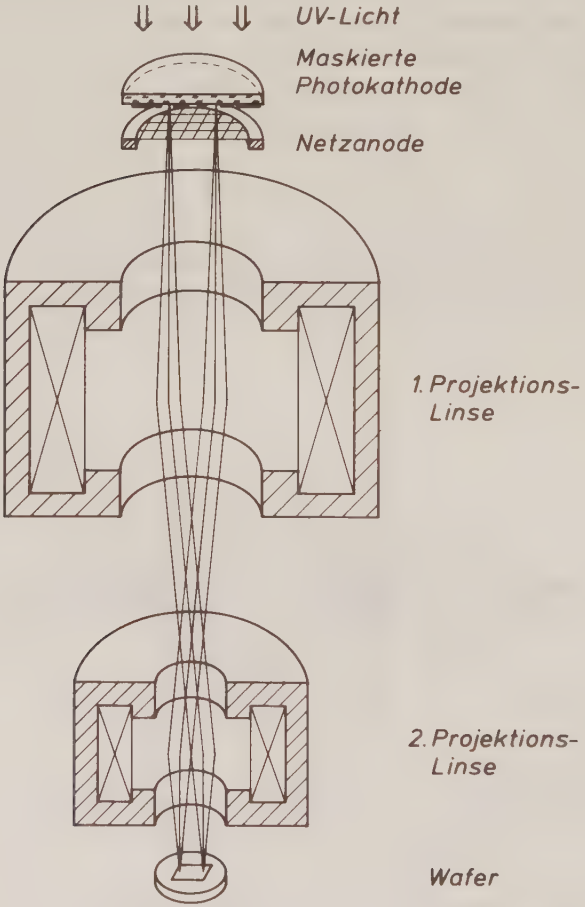


Abb.4:Schematischer Aufbau des Gerätes

3.Verwendeter Verkleinerungsstrahlengang

Zwei Magnetlinsen mit den Brennweiten m.f und f werden so zu einem teleskopischen System angeordnet,dass die bildseitige Brennpunktslage der ersten und die objektseitige Brennpunktslage der zweiten Linse zusammenfallen.
Das Strahlerzeugungssystem ist so angeordnet,dass das virtuelle Bild der Kathodenoberfläche in der vorderen Brennebene der ersten Linse liegt und m-fach verkleinert in die hintere Brennebene der zweiten Linse abgebildet wird.

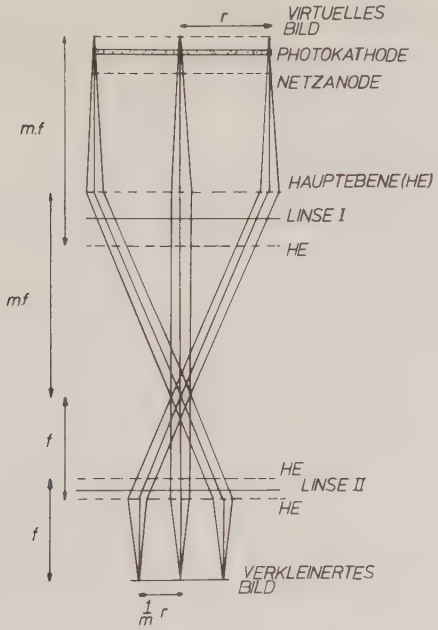


Abb.5:Verwendeter teleskopischer Verkleinerungsstrahlengang

4.Abbildungseigenschaften eines teleskopischen Systems von zwei Magnetlinsen

Zur Berechnung von Bildfehlern ist die Kenntnis der Feldverteilungen $B_1(z)$,$B_2(z)$ der beiden Linsen und der durch die folgenden Anfangsbedingungen definierten Fundamentallösungen s(z),t(z) der paraxialen Bahngleichung erforderlich:

$$s(z_o)=1;s'(z_o)=0;t(z_o)=0;t'(z_o)=1$$

Im folgenden werden die Abkürzungen benützt:

$$\beta_i(z)=\sqrt{e/8m\Phi}B_i(z) \qquad i=1,2$$

z_o:Objektort ; z_b:Bildort

Abbildung 6 veranschaulicht die Fundamentallösungen des teleskopischen Systems:

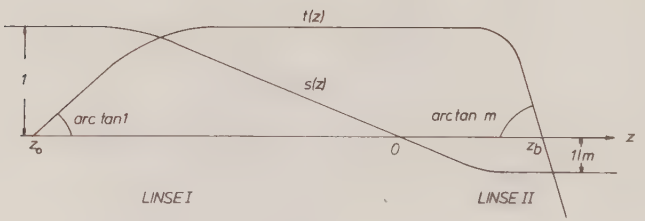


Abb.6:Fundamentallösungen des teleskop.Systems

Unter der Voraussetzung,dass die Objektebene z_o,die Bildebene z_b und die gemeinsame Brennebene z=0 im feldfreien Raum liegen,können die Bildfehlerkoeffizienten für die Abbildung von z_o auf z_b mit der Vergrösserung -1/m in einfacher Weise durch die Bildfehlerkoeffizienten ausgedrückt werden,die man für die einzelnen Linsen für den Grenzfall unendlich hoher Vergrösserung erhält.Da die Feldverteilung der beiden Linsen symmetrisch zu ihrer Mittellinie angenommen wird,erübrigt sich bei den Bildfehlerkoeffizienten der einzelnen Linsen die Unterscheidung nach der Richtung,in der sie durchlaufen werden.
Für zwei in den Bildfehlerintegralen wiederholt vorkommende,nur von der Feldverteilung B(z) längs der Achse abhängige Ausdrücke werden die folgenden Abkürzungen verwendet:

$$K(z)=\frac{4}{3}\beta^4(z)+\frac{5}{12}\beta'^2(z)-\frac{1}{12}\beta(z)\beta''(z)$$

$$k(z)=\beta^3(z)+\frac{1}{8}\beta''(z)$$

Beachtet man,dass t(z)/m die Lösung der paraxialen Bahngleichung ist,die von rechts mit der Steigung 1 in die zweite Linse einfällt,während (-m.s(z)) achsenparallel im Abstand 1 einfällt,so erhält man für die Bildfehlerkoeffizienten des Systems die folgenden Ausdrücke:

1.Öffnungsfehler

$$c_s = \int_{z_o}^{z_b} K(z)t^4(z)dz = \int_{z_o}^{0} K(z)t^4dz + m^4 \int_{0}^{z_b} K(z)(\frac{t}{m})^4dz$$

d.h.

$$\underline{\underline{c_s=c_{s_1}+m^4c_{s_2}}}$$

2.Axialer Farbfehler

$$c_{FA} = \int_{z_o}^{z_b} t'^2(z)dz = \int_{z_o}^{0} t'^2 dz + m^2 \int_{0}^{z_b} (\frac{t'}{m})^2 dz$$

d.h.

$$\underline{\underline{c_{FA} = c_{FA_1} + m^2 c_{FA_2}}}$$

3.Isotrope Koma

$$F = \int_{z_o}^{z_b} K(z)s(z)t^3(z)dz + \frac{1}{8}(t'^2(z_b)-1) = \int_{z_o}^{0} Kst^3dz - \frac{1}{8} - m^2 \int_{0}^{z_b} K(-ms)(\frac{t}{m})^3 dz + \frac{m}{8}$$

d.h.

$$\underline{\underline{F = F_1 - m^2 F_2}}$$

4.Isotroper Astigmatismus

$$C = \int_{z_o}^{z_b} K(z)s^2(z)t^2(z)dz = \int_{z_o}^{0} Ks^2t^2dz + \int_{0}^{z_b} K(-ms)^2(\frac{t}{m})^2 dz$$

d.h.

$$\underline{\underline{C = C_1 + C_2}}$$

Im Folgenden sind Terme,die verschwinden,wenn z_o,z_b und $z=0$ im feldfreien Raum liegen,der Einfachheit halber gleich weggelassen.

5.Bildfeldwölbung

$$D = C + 2\int_{z_o}^{z_b} \beta^2 dz = C_1 + C_2 + 2\int_{z_o}^{0} \beta^2 dz + 2\int_{0}^{z_b} \beta^2 dz$$

d.h.

$$\underline{\underline{D = D_1 + D_2}}$$

6.Isotrope Verzeichnung

$$E = \int_{z_o}^{z_b} K(z)s^3(z)t(z)dz = \int_{z_o}^{0} Ks^3tdz - \frac{1}{m^2}\int_{0}^{z_b} K(-ms)^3\frac{t}{m}dz$$

$$\underline{\underline{E = E_1 - \frac{1}{m^2}E_2}}$$

7.Anisotrope Koma

$$f=\int_{z_o}^{z_b} k(z)t^2(z)dz = \int_{z_o}^{0} k(z)t^2(z)dz + m^2 \int_{0}^{z_b} k(z)(\frac{t}{m})^2dz$$

d.h. $$f=f_1+m^2f_2$$

8.Anisotroper Astigmatismus

$$c=2\int_{z_o}^{z_b} k(z)s(z)t(z)dz=2\int_{z_o}^{0} kstdz - 2\int_{0}^{z_b} k(-ms)(\frac{t}{m})dz$$

d.h. $$c=c_1-c_2$$

9.Anisotrope Verzeichnung

$$e=\int_{z_o}^{z_b} k(z)s^2(z)dz=\int_{z_o}^{0} ks^2dz + \frac{1}{m^2}\int_{0}^{z_b} k(-ms)^2dz$$

d.h. $$e=e_1+\frac{1}{m^2}e_2$$

10.Farbfehler der Vergrösserung

$$c_{FV}=\int_{z_o}^{z_b} \beta^2(z)s(z)t(z)dz = \int_{z_o}^{0} \beta^2stdz - \int_{0}^{z_b} \beta^2(-ms)(\frac{t}{m})dz$$

d.h. $$c_{FV}=c_{FV_1} - c_{FV_2}$$

11.Farbfehler der Bilddrehung

$$c_{FD}=\frac{1}{2}\int_{z_o}^{z_b} \beta(z)dz = \frac{1}{2}\int_{z_o}^{0} \beta dz + \frac{1}{2}\int_{0}^{z_b} \beta dz$$

d.h. $$c_{FD}=c_{FD_1} + c_{FD_2}$$

Für die Bildfehler des Systems wie für die der einzelnen Linsen gilt für die Vorzeichenumkehr des Feldes,dass alle isotropen Bildfehlerkoeffizienten(c_s,c_{FA},C,D,E,F,c_{FV})ihren

Wert behalten,während die anisotropen(c,e,f,c_{FD}) ihr Vorzeichen wechseln.

5.Ähnlichkeitsgesetze

Ist die erste Linse in ihren Linearabmessungen um einen Faktor m grösser als die zweite,und werden beide Linsen bei gleicher Linsenstärke,d.h. bei gleichem Wert von I^2/Φ betrieben(I ist die Amperewindungszahl,Φ die Strahlspannung), so gilt ein allgemeines Ähnlichkeitsgesetz für die elektronenoptischen Kenngrössen beider Linsen einschliesslich der Bildfehler:Alle dimensionslosen Grössen(z.B. die Komakoeffizienten F und f,die Farbfehlerkoeffizienten c_{FV} und c_{FD}) sind invariant gegen Masstabstransformationen. Grössen mit der Dimension einer Länge(z.B.Brennweite,Brennpunktslage,c_s,c_{FA},Halbwertsbreite des Feldes) wachsen proportional mit demselben Masstabsfaktor.Umgekehrt variieren Grössen mit der Dimension einer reziproken Länge(z.B.C,c,D) umgekehrt proportional mit dem Längen-Masstabsfaktor,und Grössen,die die Dimension einer reziproken Fläche haben wie E und e variieren umgekehrt proportional mit dem Quadrat des Längen-Masstabsfaktors.
Diese Ähnlichkeitsgesetze folgen einfach aus dem Umstand, dass die Bahngleichung für Elektronen in dimensionsloser Form geschrieben werden kann,indem man alle darin vorkommenden Grössen von der Dimension einer Länge auf eine für die Linearabmessungen des Feldes charakteristische Länge a, z.B. seine Halbwertsbreite bezieht(8)
Damit werden die dimensionslos geschriebenen Bahngleichungen für geometrisch ähnliche Linsen,die sich nur um Masstabsfaktoren unterscheiden,identisch und alle daraus folgenden dimensionslosen Grössen wie F,f,c_{FV},c_{FD},c_s/a,c_{FA}/a,Ca,ca,Da, Ea^2,ea^2stimmen für beide Linsen überein.

Ist also die erste Linse in ihren Linearabmessungen um den Faktor m grösser als die zweite,so folgt aus dem Ähnlichkeitsgesetz direkt:

$$F_1=F_2 \; ; \; f_1=f_2 \; ; \; c_{FV_1} = c_{FV_2} \; ; \; c_{FD_1} = c_{FD_2}$$

$$c_{s_1}=m.c_{s_2} \; ; \; c_{FA_1} = m.c_{FA_2}$$

$$C_1=C_2/m \; ; \; c_1 = c_2/m \; ; \; D_1 = D_2/m$$

$$E_1=E_2/m^2 \; ; \; e_1=e_2/m^2$$

Hieraus folgen in Verbindung mit den oben hergeleiteten Ausdrücken für ein teleskopisches System die Ausdrücke für die Bildfehlerkoeffizienten eines teleskopischen Systems aus zwei geometrisch ähnlichen Linsen gleicher Erregung.

Dabei ergibt sich Folgendes:Betreibt man ein Dublett von Magnetlinsen mit gleichem Spalt/Bohrungsverhältnis und entgegengesetzt gerichteter,gleich grosser Amperewindungszahl beider Linsen in einem teleskopischen Strahlengang,bei dem Verkleinerungsfaktor des teleskopischen Strahlengangs und Masstabsfaktor der beiden Linsen übereinstimmen,so ist die entstehende Abbildung frei von isotroper und anisotroper Verzeichnung und von Farbfehlern der Vergrösserung und Bilddrehung.

Das von M.Heritage(2) für einen solchen Strahlengang publizierte Verschwinden aller anisotropen Bildfehlerkoeffizienten ist nach diesen Überlegungen nicht zu erwarten und konnte auch im Rahmen der in Kapitel 6 besprochenen numerischen Berechnung der Systemdaten nicht gefunden werden.

Bildfehlerkoeffizienten des teleskopischen Systems mit geometrisch ähnlichen Linsen entegengesetzt gerichteter,gleich grosser Erregung(bezogen auf die Objektebene)

Öffnungsfehler	$c_s = (1 + m^3)c_{s_1}$
Axialer Farbfehler	$c_{FA} = (1 + m)c_{FA_1}$
Isotrope Koma	$F = (1 - m^2)F_1$
Anisotrope Koma	$f = (1 - m^2)f_1$
Isotroper Astigmatismus	$C = (1 + m)C_1$
Anisotroper Astigmatismus	$c = (1 + m)c_1$
Bildfeldwölbung	$D = (1 + m)D_1$
Isotrope Verzeichnung	$E = 0$
Anisotrope Verzeichnung	$e = 0$
Farbfehler d. Vergrösserung	$c_{FV} = 0$
Farbfehler d.Bilddrehung	$c_{FD} = 0$

Um die Durchmesser der durch die Bildfehler des Systems entstehenden Fehlerscheibchen auf die Registrierebene, in der sie ja interessieren, zu beziehen und mittels der Aperturen und Achsenabstände in dieser Ebene berechnen zu können, sind in den nun folgenden Tabellen und Abbildungen statt der Bildfehlerkoeffizienten für die Abbildung der Objektebene $z=z_o$ auf die Bildebene $z=z_b$ mit der Vergrösserung $-1/m$ die Koeffizienten für die inverse Abbildung von z_b auf z_o mit der Vergrösserung $-m$ angegeben, die zur Unterscheidung mit einem nach links weisenden Pfeil gekennzeichnet sind.
Die Bildfehlerkoeffizienten für die Abbildung von z_o auf z_b mit der Vergrösserung $-1/m$ sind durch die Beziehung

$$\Delta w(z_b)=-\frac{1}{m}\Delta w(z_o)=-\frac{1}{m}(c_s w_o'^2\bar{w}_o'+2(F+if)w_o w_o'\bar{w}_o'+(F-if)w_o'^2\bar{w}_o+$$

$$(D+C)w_o\bar{w}_o w_o'+(C+ic)w_o^2 w_o'+(E+ie)w_o^2\bar{w}_o-(c_{FA}w_o'+(c_{FD}+ic_{FV})w_o)\frac{\Delta\Phi}{\Phi})$$

definiert, während für die inverse Abbildung gilt:

$$\Delta w(z_o)=-m\Delta w(z_b)=-m(\underleftarrow{c}_s w_b'^2\bar{w}_b+2\underleftarrow{(F+if)}w_b w_b'\bar{w}_b'+\underleftarrow{(F-if)}w_b'^2\bar{w}_b+$$

$$\underleftarrow{(D+C)}w_b\bar{w}_b w_b'+\underleftarrow{(C+ic)}w_b^2 w_b'+\underleftarrow{(E+ie)}w_b^2\bar{w}_b-(\underleftarrow{c}_{FA}w_b'+(\underleftarrow{c}_{FD}+i\underleftarrow{c}_{FV})w_b)\frac{\Delta\Phi}{\Phi})$$

In beiden Gleichungen bedeuten w_o und w_b die Werte der komplexen Koordinate $x+iy$ im gedrehten Koordinatensystem in der Objekt-bzw. Bildebene.
Aus diesen Definitionen lässt sich ableiten:

$$c_s = m^4\cdot\underleftarrow{c}_s \quad ; \quad c_{FA} = m^2\cdot\underleftarrow{c}_{FA}$$

$$\underleftarrow{F+if} = m^2(\underleftarrow{F+if});\ E+ie=\frac{1}{m^2}(\underleftarrow{E+ie})$$

$$C + D = \underleftarrow{C} + \underleftarrow{D} \quad ; \quad C + ic = \underleftarrow{C} + i\underleftarrow{c}$$

$$c_{FD} + ic_{FV} = \underleftarrow{c}_{FD} + i\underleftarrow{c}_{FV}$$

Bildfehlerkonstanten des teleskopischen Systems mit geometrisch ähnlichen Linsen entgegengesetzt gerichteter, gleich grosser Erregung (bezogen auf die Registrierebene)

Öffnungsfehler	$\underset{\leftarrow}{C}_S = (1 + \frac{1}{m^3}).c_{S_2}$
Axialer Farbfehler	$\underset{\leftarrow}{C}_{FA} = (1 + \frac{1}{m}).c_{FA_2}$
Isotrope Koma	$\underset{\leftarrow}{F} = (1 - \frac{1}{m^2}).F_2$
Anisotrope Koma	$\underset{\leftarrow}{f} = (1 - \frac{1}{m^2}).f_2$
Isotroper Astigmatismus	$\underset{\leftarrow}{C} = (1 + \frac{1}{m}).C_2$
Anisotroper Astigmatismus	$\underset{\leftarrow}{c} = (1 + \frac{1}{m}).c_2$
Bildfeldwölbung	$\underset{\leftarrow}{D} = (1 + \frac{1}{m}).D_2$
Isotrope Verzeichnung	$\underset{\leftarrow}{E} = 0$
Anisotrope Verzeichnung	$\underset{\leftarrow}{e} = 0$
Farbfehler d.Vergrösserung	$\underset{\leftarrow}{C}_{FV} = 0$
Farbfehler d.Bilddrehung	$\underset{\leftarrow}{C}_{FD} = 0$

6.Dimensionierung der Bauelemente

Zur Abschätzung der zu erwartenden Fehlerkoeffizienten und der günstigsten Bauform eines solchen Systems wurden numerische Berechnungen für verschiedene Spalt/Bohrungsverhältnisse durchgeführt.
Dazu wurde ein von E.Kasper vom Lehrstuhl für Theoretische Elektronenphysik der Universität Tübingen entwickeltes Anwenderprogramm verwendet,das es erlaubt,bei vorgegebener Objektlage,Bildlage und Linsengeometrie die erforderliche Linsenstärke und die zugehörigen Bildfehlerkoeffizienten zu berechnen.Um mit diesem Programm die zu untersuchenden Linsensysteme berechnen zu können,musste ein Unterprogramm erstellt werden,das die Feldverteilung des Systems bei jeweils korrekter geometrischer Anordnung der beiden Einzellinsen berechnet.Als Feldmodell wurde das Hyperbeltangensfeld nach F.Lenz verwendet.Dabei wurde der für ein Bildfeld von 5 mm Durchmesser zur Vermeidung von Bildfehlern 5.Ordnung mindestens erforderliche Bohrungsdurchmesser von 20 mm für die zweite Linse eingesetzt und daraus die übrigen Spaltweiten und Bohrungsdurchmesser berechnet.Für die Spalt/Bohrungsverhältnisse S/D=0.2;1.0;2.0;3.0 wurden für ein teleskopisches System geometrisch ähnlicher Linsen gleicher, aber entgegengesetzt gerichteter Erregung die auf die Registrierebene bezogenen Fehlerkoeffizienten in Abhängigkeit von der von der Mitte der zweiten Linse aus gemessenen Bildweite z_B berechnet.Der Verkleinerungsmasstab ist m=5.

Die Abbildung 7 zeigt den Verlauf dieser Bildfehlerkoeffizienten der verschiedenen Systeme als Funktion der Bildweite z_B,jeweils beginnend an der Grenze der technischen Realisierbarkeit der Systeme.,die im wesentlichen durch die zur Vermeidung von Sättigungserscheinungen erforderlichen Materialstärken gegeben ist.

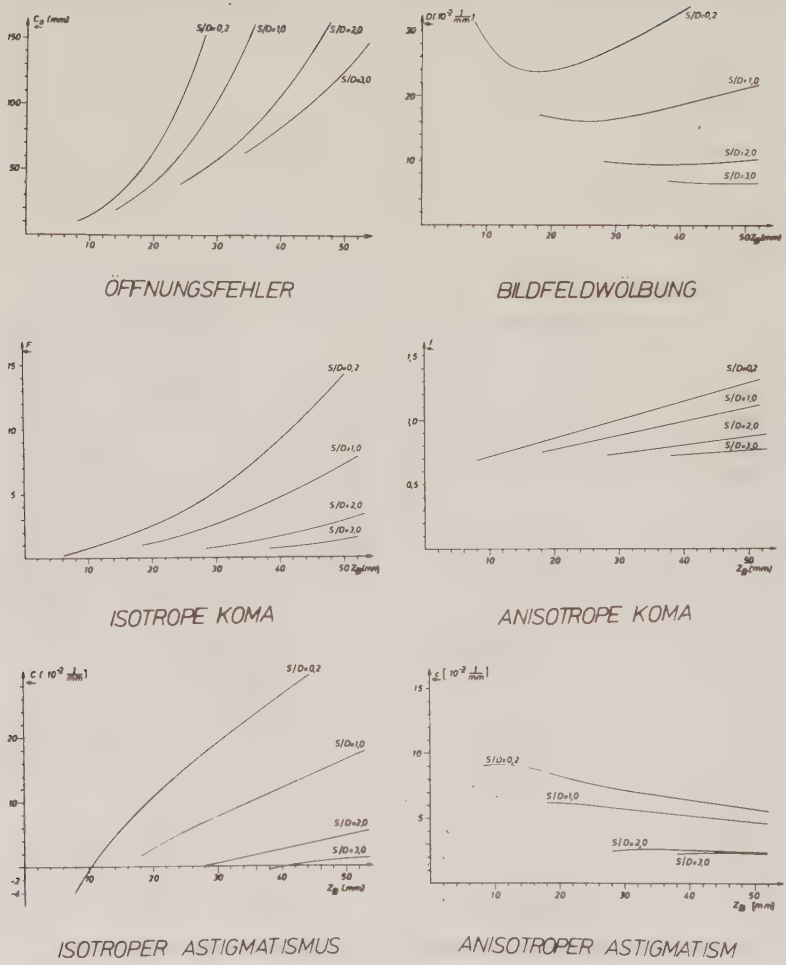


Abb.7:Auf die Registrierebene bezogene Bildfehlerkoeffizienten verschied. Systeme als Fkt.der Bildweite

Es zeigte sich dabei nun,dass bei festgehaltener Bildlage z_B sämtliche Bildfehlerkoeffizienten mit zunehmendem S/D-Verhältnis abnehmen.
Dem Bohrungsradius ist dadurch eine untere Schranke gesetzt, dass der Bildfeldradius deutlich kleiner sein sollte als der Bohrungsradius,um die Bildfehler 5.Ordnung klein zu halten.
Abbildung 7 legt nahe,das Spalt/Bohrungsverhältnis S/D nicht zu klein zu wählen.Bei der Wahl der geeigneten Parameter S und z_B müssen vor allem zwei Bedingungen eingehalten werden:Erstens soll bei einer bildseitigen Apertur von 1.10^{-2} rad der Durchmesser des Öffnungsfehlerscheibchens nicht grösser als 0.25µm werden,um mit dem System eine 1µm-Technologie in Angriff nehmen zu können.Zweitens sollen zur Einhaltung der Verzeichnungfreiheit der Abbildung die Originalmaske,die Bildebene und der gemeinsame Brennpunkt im feldfreien Raum liegen.
Unter Verwendung eines vorhandenen Spulenkörpers zum Bau einer grossen Linse und dazu passenden Neubau einer geometrisch ähnlichen kleinen Linse mit einem Spalt/Bohrungsverhältnis S/D=2.148 sowie einer Bildweite z_B=52 mm konnten diese Bedingungen in einem Strahlengang für fünffache Verkleinerung erfüllt werden.
Einige der für dieses System berechneten Bildfehlerkoeffizienten sind in den Abbildungen 8 bis 10 wiedergegeben.
Die Bildfehlerkoeffizienten,die nach den in Kapitel 4 und 5 angestellten Überlegungen verschwinden sollten(E,e,c_{FV},c_{FD}) ergaben sich bei der numerischen Berechnung wie erwartet als vernachlässigbar klein.

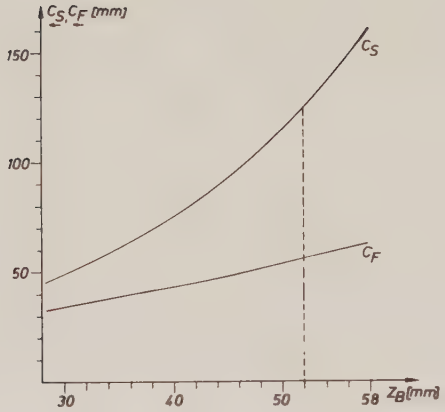


Abb.8: Öffnungsfehlerkoeffizient c_S und axialer Farbfehlerkoeffizient c_F des experimentell realisierten Systems als Funktion der Bildweite

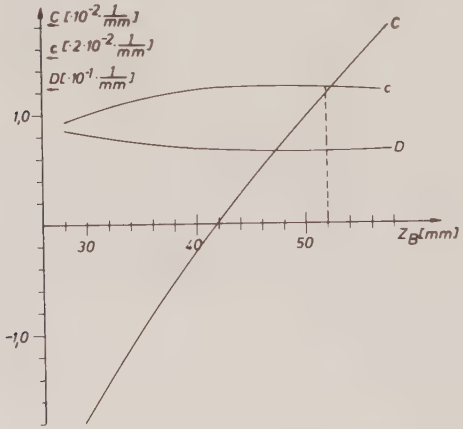


Abb.9: Koeffizienten des isotropen(C) und anisotropen(c) Astigmatismus sowie der Bildfeldwölbung(D) als Funktion der Bildweite

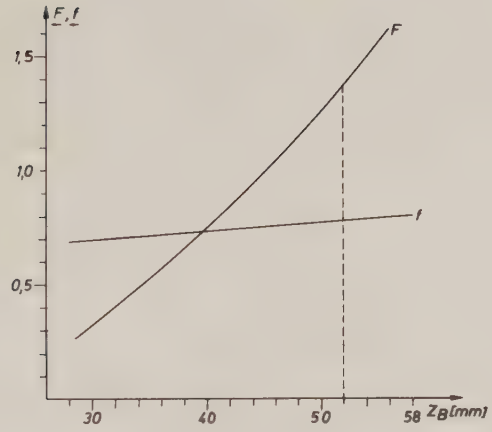


Abb.10:Koeffizienten der isotropen($\underset{\leftarrow}{F}$) und anisotropen($\underset{\leftarrow}{f}$) Koma des experimentell realisierten Systems als Funktion der Bildweite

Die gestrichelten Linien in den Diagrammen der Abbildungen 8,9und 10 kennzeichnen den Arbeitspunkt des Systems.

7.Konstruktion der erforderlichen Bauelemente

a.Strahlerzeugungssystem

Als erstes Problem war die Konstruktion eines geeigneten Elektronenstrahlerzeugers mit grossflächiger Photokathode und entsprechender Netzanode zu lösen.Die im Folgenden beschriebene Anordnung hat sich gut bewährt und erlaubt eine Handhabung von Beschleunigungsspannungen bis 40 kV.

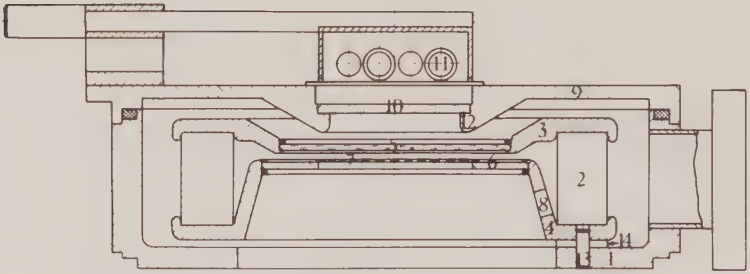


Abb.11:Aufbau des neuen Strahlerzeugungssystems

In einem Stahlgehäuse(1) ist ein kreisringförmiger Isolator(2) angeordnet,der 2 Elektroden(3,4) trägt.Die Hochspannungselektrode(3) hat eine Innenbohrung von 88 mmDurchmesser und ist so gearbeitet,dass mit Hilfe eines Sprengrings eine Quarzglasscheibe(5) von 90 mm Durchmesser als Träger für Maskenstruktur und Photokathode eingepasst werden kann. Auf der Erdelektrode(4) kann in gleicher Weise eine Kupferplatte(6) mit geeigneter Innenbohrung als Träger der Netzanode(7) eingesetzt werden.Zur Erhöhung des Saugquerschnitts im Innenraum zwischen den Elektroden ist die Erdelektrode mit grossen Durchgangsbohrungen(8) versehen.Als Mindestabstand von Photokathode und Netzanode wurde der hochspannungs-

technisch gerade noch unbedenkliche Wert von 3 mm gewählt. Der Deckel des Gehäuses(9) enthält ein eingekittetes Quarzglas (10) als Eintrittsfenster für das zur Elektronenauslösung benötigte UV-Licht.Für die als Photokathode verwendete Palladiumschicht,die eine Austrittsarbeit von 4.9 eV besitzt wird Licht der Wellenlänge 253,7nm benötigt.Zu seiner Erzeugung sind in einem Trägerblock 4 Quecksilberniederdruckbrenner NK6/12 der Firma Heraeus-Hanau (11) angeordnet,die 87% ihrer ausgestrahlten Energie in die gewünschte Spektrallinie von λ=253,7nm emittieren und für eine gleichmässige Ausleuchtung eines Gesichtsfeldes von 50 mm Durchmesser sorgen.Um unerwünschte Emission von Photoelektronen aus dem Rand der Hochspannungselektrode zu vermeiden,wurde der Deckel mit einem Vorsprung(12) unterhalb des Eintrittfensters versehen,der das Auftreffen von UV-Licht auf den Elektrodenrand verhindert.Das System Isolator-Elektroden ist mit 3 Stiften(13) und 3 hochplanen Quarzscheiben(14) zentriert.Das Gehäuse ist mit 4 Anschlussflanschen versehen(15),von denen einer die Hochspannungsdurchführung,einer die Hochvakuummesszelle und ein dritter den Anschluss einer Pumpleitung für den Strahlerzeuger aufnimmt.

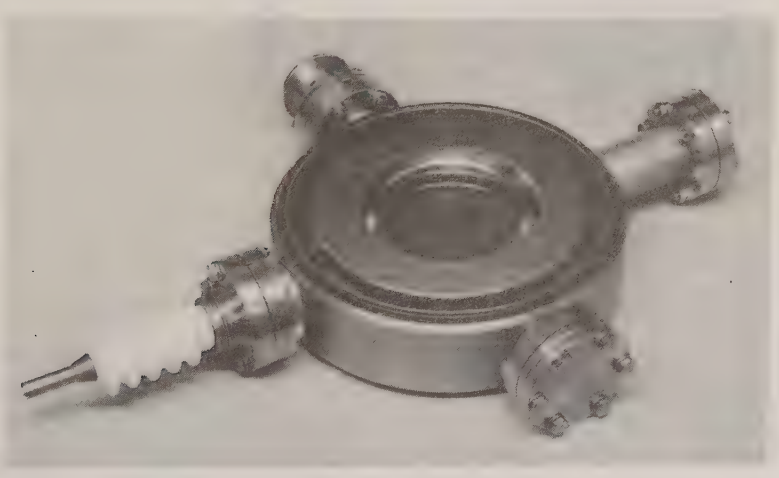


Abb.12:Strahlerzeugungssystem

b.Erste Projektionslinse

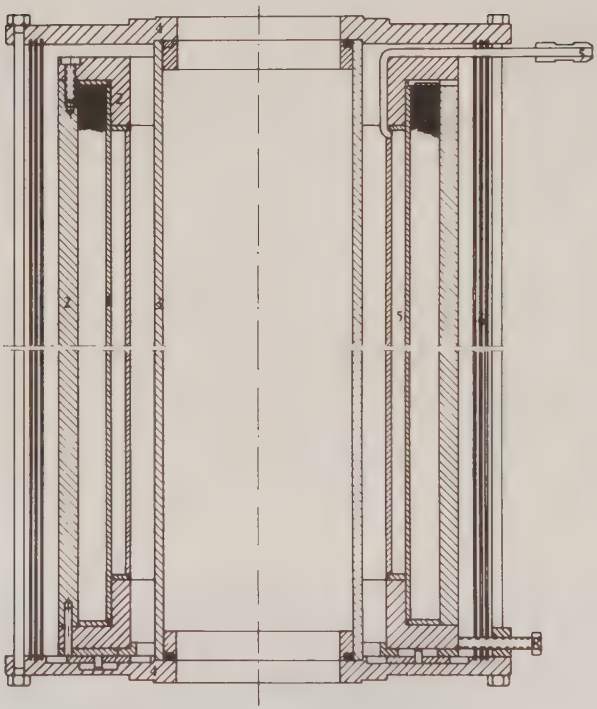


Abb.13:Aufbau der ersten Projektionslinse

Auf einem Spulenkörper(1) sind 6500 Windungen aufgewickelt, und der von dieser Spule erzeugte Magnetfluss wird in einem Eisenkreis(2) geführt.Das notwendige Hochvakuum wird nur im innersten Linsenbereich innerhalb eines Kupferrohres(3) geführt,das an beiden Enden über Abschlussplatten(4) gedichtet wird.Zur Vermeidung thermischer Driften bei Stromdurchgang durch die Linsenwicklung wird auf der Innenseite des Wickelkörpers mit einer Wasserkühlung(5) gekühlt.Zur Ab-

schirmung des schwachen Spulenfeldes gegen äussere Störfelder sind Spulenkörper und Eisenkreis mit 3 Hypermzylindern(6) umgeben.Spulenkörper und Eisenkreis sind gemeinsam in 2 Messingplatten(7) eingesetzt,die durch geeignete Verstiftungen in Langlochführungen über Schiebebolzen(8) in zwei zu einander senkrechten Richtungen verschoben werden können und so eine Justierung der Linse auf die optische Achse ermöglichen.

c.Zwischenbauteil

Zur Anpassung der Geometrie des Versuchsstandes an die Bedingungen des teleskopischen Strahlenganges muss zwischen die beiden Linsen ein weiteres Bauelement eingefügt werden.

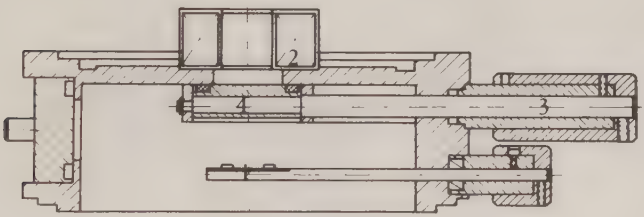


Abb.14:Aufbau des Zwischenbauteiles

Neben der Festlegung des Linsenabstandes hat das Bauteil noch 3 weitere Funktionen:Durch ein Einblickfenster kann auf einem Leuchtschirm(1) an dieser Stelle der Elektronenstrahl beobachtet werden.Mit Hilfe eines Ablenkelements(2) kann das verkleinerte Bild eines auf der Originalmaske präparierten Sondenstrichs über den Wafer gerastert und damit eine Scharfstellmöglichkeit erzeugt werden.Um bei Chargenwechsel in der Registriereinheit ein unnötiges Belüften der empfindlichen Photokathoden zu vermeiden,kann über einen Exzenter(3) ein Absperrventil (4) vor die Durchgangsbohrung geschoben und so die

elektronenoptische Säule nach oben hin unter Hochvakuum gehalten werden.

d.Zweite Projektionslinse

Bei fünffacher Verkleinerung mit dem beschriebenen teleskopischen Strahlengang muss die zweite Linse gerade um den Faktor 5 verkleinerte Abmessungen gegenüber der ersten Linse haben.

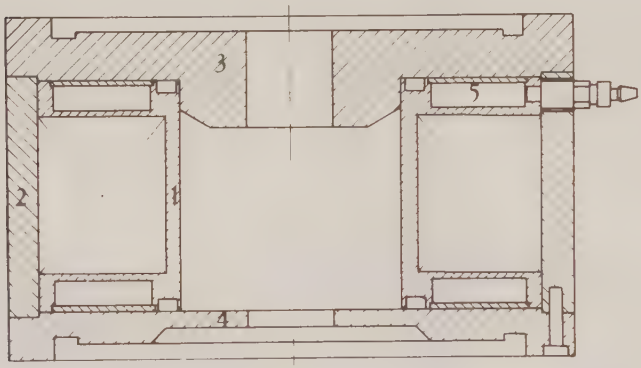


Abb.15:Aufbau der zweiten Projektionslinse

Auf einem zylindrischen Wickelkörper(1) sind 6o5o Windungen aufgewickelt.Die Flussführung besteht aus einem Zylinder aus Weicheisen(2) und zwei verstifteten Polplatten(3,4),deren untere so gearbeitet ist,dass man mit dem Registriertisch möglichst nahe an die zweite Linse heranfahren kann.Zur thermischen Stabilisierung sind auf der Ober-und Unterseite des Wickelkörpers Wasserkühlungen eingebaut(5).
Vakuum wird nur innerhalb der freien Bohrung des Wickelkörpers geführt,die Dichtungen werden direkt am Wickelkörper eingelassen und von den Polplatten abgedeckt.

e.Registriereinheit mit Verschiebetisch

Zur Halterung der zu belichtenden Wafer ist ein Registriertisch erforderlich,auf dem die Objekte senkrecht zur optischen Achse angeordnet sind.Um Messreihen vornehmen und dazu grössere Flächen belichten zu können,muss der Registriertisch verschiebbar sein.

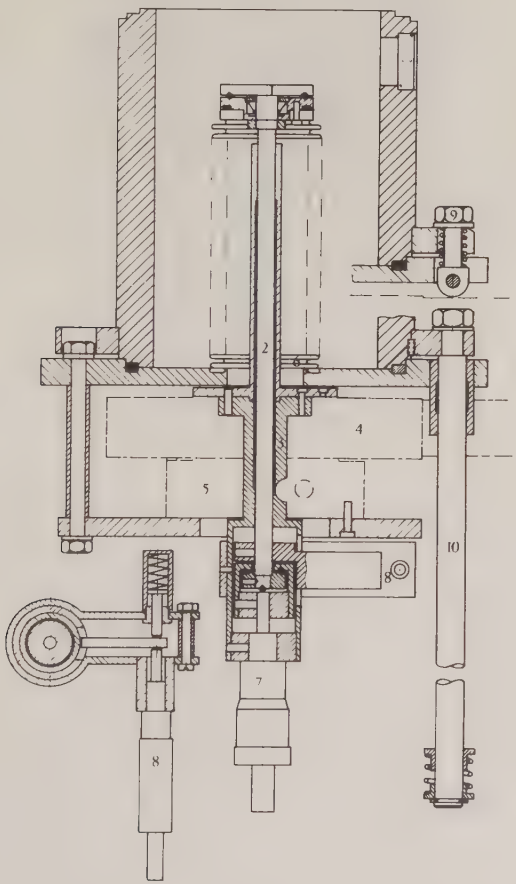


Abb.16:Aufbau der Registriereinheit

Um den finanziellen Aufwand gering zu halten,wurde der Registriertisch mit möglichst einfachen Mitteln konstruiert und gebaut:Die Tischplatte(1) ist über eine Drehachse(2) und eine Achsführung(3) in zwei zu einander senkrecht angeordnete Verschiebetische der Firma Spindler+Hoyer(4,5) eingepasst.Die Tische werden über Schrittmotoren angesteuert und verfügen über eine Positioniergenauigkeit von ca. 1 µm.Da die Motoren aus thermischen Gründen nicht im Vakuum betrieben werden dürfen,müssen sie ausserhalb der Hochvakuumsäule angeordnet werden.Die Vakuumabdichtung erfolgt durch den Einbau eines Tombakschlauches(6),der ein Verfahren des Tisches um 25 mm in jeder Richtung erlaubt,bzw. an der Drehachse durch Einbau eines Simmerrings.Die Höhenverstellung erfolgt mit Hilfe einer Mikrometerschraube im Rahmen des vom Tombakschlauch zugelassenen Bereichs.Über eine zweite Mikrometerschraube(8) kann die kugelgelagerte Drehachse über einen Winkelbereich von 15^{o} nach jeder Seite verdreht werden und so bei der Scharfstellung feinjustiert werden.Zum Chargenwechsel können die Verschlusschrauben(9) aufgeschraubt und die zugehörigen Haltebolzen nach unten geklappt werden.An zwei Führungsstangen(10) wird der untere Teil der Registriereinheit abgelassen und die Neubeschickung vorgenommen.Der Tisch wurde so gebaut,dass die Auflagefläche für die Wafer bei Verfahren des Tisches über die gesamte Weglänge nicht mehr als 3 µm in Richtung der optischen Achse auswandert.Bei den auftretenden Tiefenschärfen in der Grössenordnung von 10-20 µm für den angestrebten Auflösungsbereich ist damit auf der gesamten Fläche eine vernünftige Registrierung des verkleinerten Bildes möglich.Die Konstruktion erwies sich als sehr stabil und wies auch nach intensivem Gebrauch noch Auswanderungstoleranzen in der angegebenen Grösse auf.

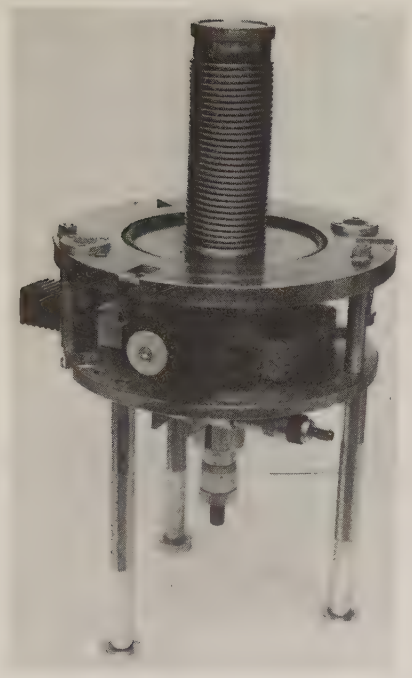


Abb.17:Registriertisch

f.Vakuumsystem

Das Pumpsystem(Abb.18) besteht aus einer zweistufigen Drehschieberpumpe vom Typ Pfeiffer Duo 008(1) und einer Öldiffusionspumpe vom Typ Balzers DIF 100(2) samt Vorvakuum-und Bypassleitungen und -ventilen(3,4)sowie einem Vorvakuumbehälter(5).Die Diffusionspumpe ist über einen 90°-Krümmer(6) an einen Verteilerblock(7) angeschlossen,von dem aus eine Steigleitung(8) zum Abpumpen des oberen Säulenteils weggeführt wird.Auf der gegenüberliegenden Verteilerseite wird die Pumpleitung zum unteren Teil der Anlage angeschlossen. Direkt unter dem Verteiler sitzt ein Hochvakuumabsperrventil(9),mit dessen Hilfe die auf die Registriereinheit führende Vakuumleitung bei Neubeschickung abgesperrt werden kann,so dass nach Schliessen des Absperrventils im Zwischen-

bauteil(10) der obere Anlagenteil unter Hochvakuum gehalten und der untere über ein Belüftungsventil belüftet werden kann.Nach dem Chargenwechsel kann über eine Umwegleitung(11) mit einer zweiten Vorpumpe(12) die Registriereinheit vorevakuiert und durch Öffnen der beiden Absperrventile auf Hochvakuum evakuiert werden.

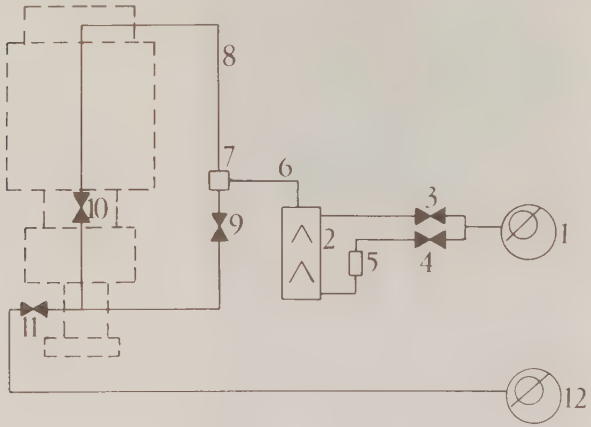


Abb.18:Aufbau des Vakuumsystems

Es wird an zwei Stellen das Vorvakuum mit Pirani-Messzellen vom Typ Balzers TPR 010 gemessen:Einmal direkt am Vorvakuumbehälter der Diffusionspumpe und zum zweiten bei der Vorevakuierung der neu beschickten Registriereinheit im Registrierraum.Weiterhin wird das Hochvakuum an der Diffusionspumpe direkt mit einem Penning-Vakuummeter vom Typ Balzers IKR 010 gemessen.Das Hochvakuum im Bereich des Strahlerzeugers wird mit einem Ionisationsmanometer vom Typ Balzers IMG 060 gemessen.

g.Nachweiseinheit für Rückstreuelektronen

Da bei der Belichtung von Siliziumwafern keine Möglichkeit besteht,das Bild in Transmission zu kontrollieren,muss zur Scharfstellung des verkleinerten Bildes auf Festkörperoberflächen vom Rasterprinzip Gebrauch gemacht werden.Zur Sichtbarmachung des vom Wafer reflektierten Signals benötigt man einen geeigneten Detektor mit dazu passenden Verstärkern sowie einen Oszillographen.

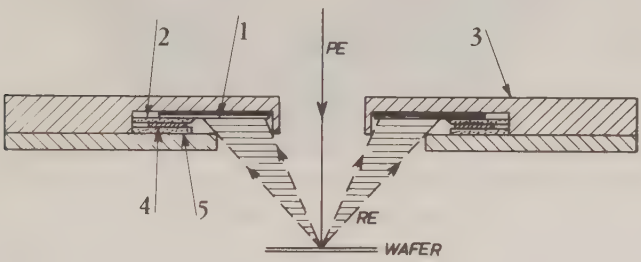


Abb.19:Aufbau der Detektoranordnung

Auf einem Wafer mit 21mm Durchmesser wird ein pn-Übergang eindiffundiert,der entstandene Detektor(1) mit einer freien Innenbohrung von 8 mm Durchmesser zum Durchtritt der Primärelektronen versehen,auf einen ebenfalls durchbohrten Glasträger(2) aufgeklebt und kontaktiert.Beide zusammen werden dann in ein metallisches Trägerteil(3) leitend eingeklebt,so dass die eine Seite des pn-Übergangs an Masse liegt,die andere Seite wird über einen ebenfalls leitend aufgeklebten Kupferring(4) abgegriffen,wobei der Kupferring durch einen Isolatorring(5)von den übrigen Metallteilen isoliert ist.Die ganze Anordnung ist knapp 4 mm hoch. Das Trägerteil(3) ist an der freien Innenbohrung mit einer

Nase versehen,die ein Auftreffen der Primärelektronen auf den Detektor und eine Strahlbeeinflussung durch das Feld des Detektors verhindern soll.

Abb.20:Detektoranordnung

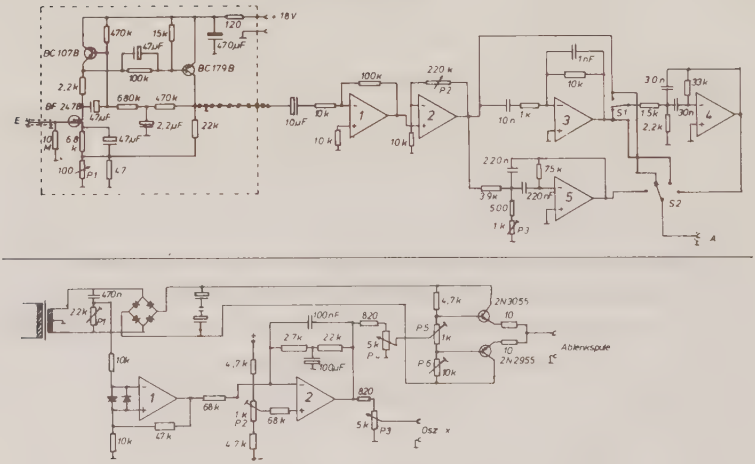


Abb21:oben:Verstärkerschaltung
unten:Ablenkgenerator

Abbildung 21 zeigt im oberen Teil den verwendeten Verstärker,im unteren Teil den Ablenkgenerator,mit dem das Ablenkelement im Zwischenbauteil angesteuert wird.
Als erste Verstärkerstufe für das Detektorsignal wird ein rauscharmer Vorverstärker verwendet,der über das Potentiometer P1 an den eingebauten Detektor angepasst werden kann. Mit den Operationsverstärkern(1) und (2) wird das Signal so weiterverstärkt,dass es mit einem Oszillographen betrachtet werden kann.Das Potentiometer P2 erlaubt eine passende Amplitudeneinstellung.Ist das Detektorsignal bei Wechselstrombetrieb der UV-Brenner mit 100 Hz moduliert,so kann es über ein schmalbandiges Filter(5) verstärkt werden.Dies erleichtert das Auffinden der Justiermarken auch in defokussiertem Zustand.Gleichzeitig kann dieses Signal als Mass für die Stärke des Elektronenstroms und damit für die Belichtungszeit verwendet werden.Zur feineren Einstellung der richtigen Fokussierung kann das Detektorsignal durch einen differenzierenden Verstärker(3) geleitet werden,um so Flankensteilheit und maximale Peakhöhe des von den Justiermarken gelieferten Signals besser beurteilen zu können.Mit einem Filter(4) kann das Signal noch besser aus dem Rauschen hervorgehoben werden.
Zur Justierung wird der Elektronenstrahl mit einer Dreieckspannung über die Justiermarken abgelenkt.Die Ablenkspannung muss bei Wechselstrombetrieb der Brenner mit dem mit 100 Hz modulierten Detektorsignal,d.h. mit der UV-Lampenstromversorgung synchron erfolgen.Deswegen wird die Ablenkspannung mit Hilfe einer Triggerschaltung(1) und eines Integrators(2) aus der Netzfrequenz erzeugt(unterer Teil von Abb.21).Die Phasenlage der Ablenkspannung zum Elektronenstrom kann am Potentiometer P1 so eingestellt werden,dass die Justiermarken immer im Maximum des Stroms überstrichen werden.Mit dem Potentiometer P4 wird die Ablenkamplitude eingestellt,mit P2,P5 und P6 für eine nullsymmetrische Einstellung der Ablenkspannung gesorgt.Am Potentiometer P3 kann ein Signal für die Horizontalablenkung abgenommen werden und damit das Detektorsignal in Abhängigkeit von der Lage des Elektronenstrahls aufgezeichnet werden.

8.Anordnung der Bauelemente

a.Geometrische Anordnung der Linsen

Nach der Abbildung 9 auf Seite 19a müsste das System eigentlich mit einer Bildweite von 42 mm angeordnet werden,um neben dem Verschwinden der isotropen und anisotropen Verzeichnung und der beiden ausseraxialen chromatischen Fehler auch noch den isotropen Astigmatismus C zum Verschwinden zu bringen.Eine solche Anordnung war jedoch auf Grund der Abmessungen der für den Strahlerzeuger verfügbaren Isolatoren und der Bauform des vorhandenen Linsenkörpers nicht möglich.Aus technischen Gründen musste eine Bildweite von 52 mm gewählt werden.Da die dabei auftretende Bildfeldwölbung ohnehin etwa den fünffachen Zahlenwert des isotropen Astigmatismus beträgt,spielt der zusätzlich auftretende Astigmatismus-Anteil zumindest keine grössenordnungsmässige Rolle.
Berechnet man für die Bildweite z_B=52 mm die Einzellinsen für den Grenzfall unendlich hoher Vergrösserung einzeln und dann das System,so ergeben sich die folgenden Tabellen:

Linsendaten	Linse I	Linse II
Spaltweite S(mm)	290	58
Bohrungsdurchmesser D(mm)	135	27
Amperewindungszahl(25kV)	1097	1097
Bilddrehwinkel(^{o})	72.6	72.6
Reale Brennebene z_f(mm)	260.0	52.0
Reale Brennweite f(mm)	275.6	55.1
Öffnungsfehlerkonst.c_s(mm)	620.4	124.1
Isotrope Koma F	1.44	1.44
Isotr.Astigmatism.C(mm^{-1})	$2.02.1o^{-3}$	$1.01.1o^{-2}$
Bildfeldwölbung D(mm^{-1})	$1.10.1o^{-2}$	$5.50.1o^{-2}$
Isotr.Verzeichnung E(mm^{-2})	$2.55.1o^{-5}$	$6.37.1o^{-4}$
Anisotr.Koma f	0.811	0.811

	Linse I	Linse II
Anisotr.Astigmatismus	$4.138.1o^{-3}$	$2.091.1o^{-2}$
Anisotr.Verzeichnung	$1.100.1o^{-5}$	$2.749.1o^{-4}$
Vergröss.farbfehler	0.781	0.781
Verdrehg.farbfehler	0.635	0.635

Systemdaten

Öffnungsfehlerkonstante $\mathfrak{C}_s = 125.35$ mm

Isotrope Koma $\underset{\leftarrow}{F} = 1.380$

Anisotrope Koma $\underset{\leftarrow}{f} = 0.778$

Isotroper Astigmatismus $\underset{\leftarrow}{C} = 1.216.1o^{-2}\ mm^{-1}$

Anisotroper Astigmatismus $\underset{\leftarrow}{c} = 2.511.1o^{-2}\ mm^{-1}$

Bildfeldwölbung $\underset{\leftarrow}{D} = 6.591.1o^{-2}\ mm^{-1}$

Axialer Farbfehler $\mathfrak{C}_{FA} = 55.9$ mm

Isotrope Verzeichnung $|\underset{\leftarrow}{E}| \leq 1o^{-6}$ (Dim.:mm^{-2})

Anisotrope Verzeichnung $|\underset{\leftarrow}{e}| \leq 1o^{-6}$ " "

Vergrösserungsfarbfehler $|\mathfrak{C}_{FV}| \leq 1o^{-6}$

Verdrehungsfarbfehler $|\mathfrak{C}_{FD}| \leq 1o^{-6}$

Diese Rechenergebnisse bestätigen das nach den analytischen Zusammenhängen erwartete Verhalten der Bildfehlerkoeffizienten.

Nach Messungen von M.Dostmann(6) emittieren die verwendeten Palladium-Photokathoden bei einer Schichtdicke von 3 nm und einer Beschleunigungsspannung von 25 kV in einen Öffnungswinkel von $2.1o^{-3}$ rad.

Diesem quellseitigen Aperturwinkel entspricht bei fünffacher Verkleinerung in der Registrierebene eine Apertur von

$$\alpha = 1.1o^{-2} \text{ rad}$$

Die Ausdehnung der durch die verbliebenen Bildfehler des Systems entstehenden Fehlerscheibchen in der Gausschen Bildebene lassen sich für Aperturen α und Achsenabstände r in der Registrierebene berechnen wie folgt:

Öffnungsfehler $\quad d_s = 2.\underset{\leftarrow}{C}_s.\alpha^3$

Axialer Farbfehler $\quad d_{FA} = 2.\underset{\leftarrow}{C}_{FA}.\alpha\sqrt{(\Delta U/U)^2+(2\Delta I/I)^2}$

Koma $\quad d_F = 3.\sqrt{\underset{\leftarrow}{F}^2+\underset{\leftarrow}{f}^2}\alpha^2 r$

Bildfeldwölbung und Astigmatismus $\quad d_D = (\underset{\leftarrow}{D}+\underset{\leftarrow}{C}|+\sqrt{\underset{\leftarrow}{C}^2+\underset{\leftarrow}{c}^2})\alpha r^2$

Dabei sind $\Delta U/U$ und $\Delta I/I$ durch die Energieverteilung der ausgelösten Photoelektronen,die Instabilitäten und Restwelligkeiten von Hochspannungsversorgung und Linsenstromgeräten bestimmt und nach Gerätespezifikationen und bisherigem Wissen über die Kathoden von der Grössenordnung $1.1o^{-5}$ oder kleiner.
Die Abbildung 30 zeigt den Verlauf der Fehlerscheibchendurchmesser als Funktion des Achsenabstandes r in der Registrierebene für eine Schichtdicke der Photokathode von 3 nm,eine Beschleunigungsspannung von 25 kV und fünffache Verkleinerung.

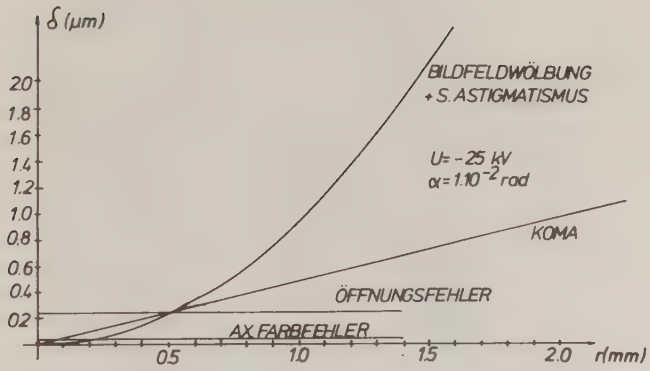
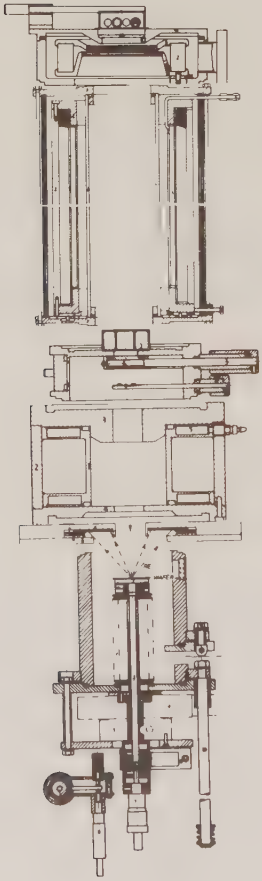


Abb.30:Durchmesser der Fehlerscheibchen in Abhängigkeit vom Achsenabstand r in der Registrierebene für 3 nm dicke Pd-Kathoden bei 25 kV Beschleunigungsspannung und fünffacher Verkleinerung

Man würde nach dieser Abschätzung für eine Technologie mit 1 µm breiten Strukturen ein Gesichtsfeld von maximal etwa 2 mm Durchmesser erwarten.Die nach den Gesetzen der geometrischen Optik gewonnenen Fehlerscheibchendurchmesser schätzen den ungünstigsten Fall ab,da der effektive Durchmesser der Intensitätsverteilung eines Bildfehlerscheibchens immer deutlich kleiner ist als seine geometrische Maximalabmessung,insbesondere wenn man nicht in der Gausschen Bildebene registriert,sondern bei einer im Sinne einer Minimierung des mittleren Bildfehlerscheibchens optimalen Defokussierung arbeitet.Man wird also experimentell eher ein grösseres nutzbares Gesichtsfeld erwarten dürfen.

Abbildung 31 zeigt den technischen Aufbau der Versuchsanordnung:



Strahlerzeugungssystem

Erste,grosse Projektionslinse

Zwischenbauteil mit Ablenkelement

Zweite,kleine Projektionslinse

Nachweiseinheit für Rückstreuelektronen

Registriereinrichtung mit Verschiebetisch

Abb.31:Aufbau der Versuchsanordnung

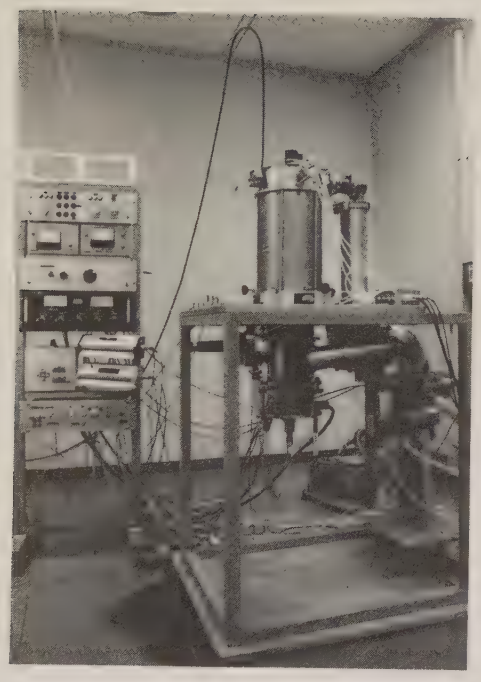


Abb.32:Versuchsanordnung

Abbildung 32 zeigt eine Aufnahme der experimentell realisierten Versuchsanordnung.Verglichen mit den riesigen Dimensionen der in Durchstrahlung arbeitenden Projektionssysteme zeichnet sich das Gerät durch geringen Platzbedarf und einfacheren Aufbau aus.

b.Anordnung des Ringdetektors

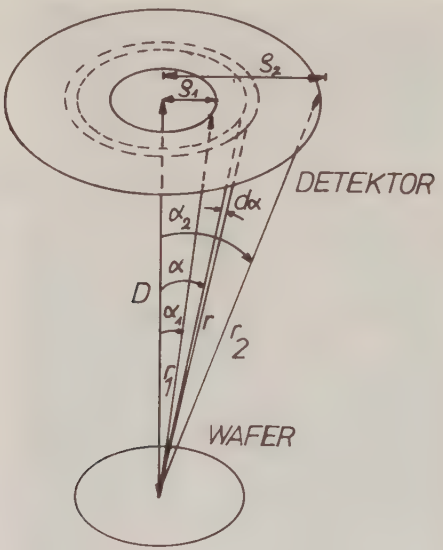


Abb.33:Zur Bestimmung des optimalen Abstandes des Ringdetektors

Um zu klären,in welchem Abstand D_{opt} von einer Rückstreuelektronenquelle ein Ringdetektor mit der freien Innenbohrung vom Radius ρ_1 und einem Aussenradius von ρ_2 das maximale Eingangssignal erhält,muss von einer bekannten Information ausgegangen werden:
Die Richtungsverteilung reflektierter Elektronen bei senkrechter Inzidenz des Primärstrahls ist näherungsweise proportional dem Cosinus des Winkels α gegen die Oberflächennormale:

$$\frac{dI}{d\Omega} \sim \cos\alpha$$

Den insgesamt registrierten Strom rückgestreuter Elektronen erhält man durch Integration über den erfassten Winkelbereich mit $\alpha_1 \leqq \alpha \leqq \alpha_2$:

$$I_R \sim \int \frac{dI}{d\Omega} d\Omega = 2\pi \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin\alpha\cos\alpha d\alpha$$

$$= \pi(\sin^2\alpha_2 - \sin^2\alpha_1)$$

$$= \pi\left(\frac{\rho_2^2}{D^2+\rho_2^2} - \frac{\rho_1^2}{D^2+\rho_1^2}\right)$$

Aus der Bedingung dI/dD=0 folgt der optimale Detektorabstand:

$$D_{opt} = \sqrt{\rho_1 \cdot \rho_2}$$

Setzt man diesen Ausdruck in die Formel für I_R ein, erhält man:

$$I_R \sim \pi \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}$$

Im Grenzfall $\rho_2 \gg \rho_1$ würden alle rückgestreuten Elektronen (ausserhalb der freien Innenbohrung) den Detektor erreichen. Bei optimalem Detektorabstand wird also die Detektorausbeute:

$$\eta_R := \frac{I_R}{I_{max}} = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}$$

Für den verwendeten Detektor mit ρ_1=4mm, ρ_2=10.5mm ergaben sich folgende Werte:

$$D_{opt} = 6.48\text{mm}$$

$$\eta_R = 45\%$$

Diese für eine auf der optischen Achse angeordnete Rückstreuquelle hergeleiteten Beziehungen wurden experimentell bestätigt.

Für den im Scharfstellverfahren verwendeten Fall einer nicht auf der optischen Achse liegenden Quelle rückgestreuter Elektronen gelang es nicht,eine ähnlich einfache Extremalbedingung aufzustellen.In diesem Fall ist es einfacher,die optimale Position des Detektors mit Hilfe einer Höhenverstellung experimentell zu ermitteln.

9.Herstellung der maskierten Photokathoden

Die maskierten Photokathoden werden gemäss Abbildung 34 in einem siebenstufigen Prozess hergestellt.

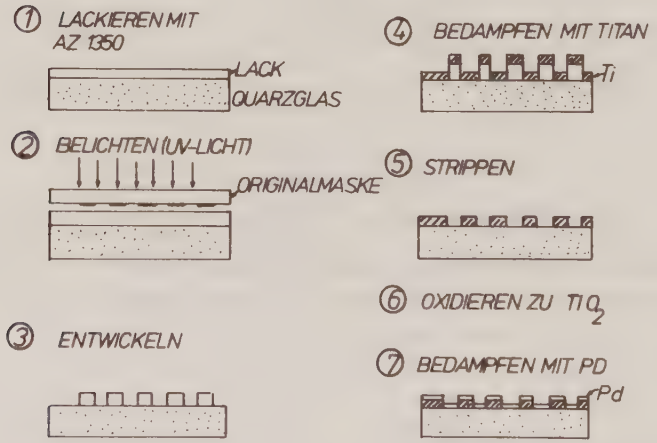


Abb.34:Prozesschritte zur Herstellung der maskierten Photokathoden

Zunächst werden die Quarzglasplatten nach sorgfältiger Reinigung und Ausheizen bei 150 ^{o}C zur Entfernung anhaftender Wasserfilme mit Photolack vom Typ AZ 1350 im Schleuderverfahren lackiert.

Dann wird mit Hilfe der in Abbildung 35 gezeigten Vorrichtung und eines Belichtungsautomaten der Firma Süss eine Kontaktkopie vorhandener Muster hergestellt.
Nach Belichtung(2) und Entwicklung(3) des Photolacks ist an den lichtdurchlässigen Stellen des Originals auf der Quarzplatte der Lack entfernt.Anschliessend wird eine ca. 700 Å dicke Titanschicht aufgedampft(4).Der unter der Titanschicht befindliche Restlack wird sodann durch ein Tauchbad in Removerlösung zum Aufquellen('Strippen') (5) gebracht.Dabei reisst der Titanfilm sehr scharfkantig ab.Die nunmehr vorliegende Titanstruktur wird bei 500°C zu Titandioxyd oxidiert(6).Durch Bedampfen mit einer 30 Å dicken Palladiumschicht wird die einsatzfähige Photokathode fertiggestellt(7).

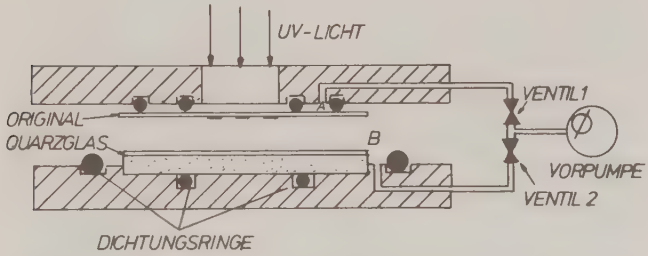


Abb.35:Vorrichtung zum Kontaktkopieren kleiner Strukturen

Um bei den grossen Plattendurchmessern beugungsfehlerfreie Kontaktkopien herstellen zu können,wurde eine Vorrichtung entwickelt,mit deren Hilfe vor dem Belichten die Luft zwischen Originalmaske und Quarzglasplatte abgepumpt und so ein möglichst

direkter Kontakt zwischen Lack und Original erreicht werden kann.Durch Öffnen von Ventil 1 wird durch Evakuierung im Raum A die Originalmaske an den oberen Deckel gepresst.Nach dem Aufeinanderlegen der beiden Vorrichtungsteile und Öffnen des Ventils 2 wird im Raum B mit grösserem Saugquerschnitt evakuiert.Da beide Platten auf Dichtungsringen aufliegen,können sie sich beim Evakuieren in die günstigste Position einpendeln.Als Vorlagen dienten selbst strukturierte Kodak-High-Resolution Platten oder zur Verfügung stehende Industriemasken.

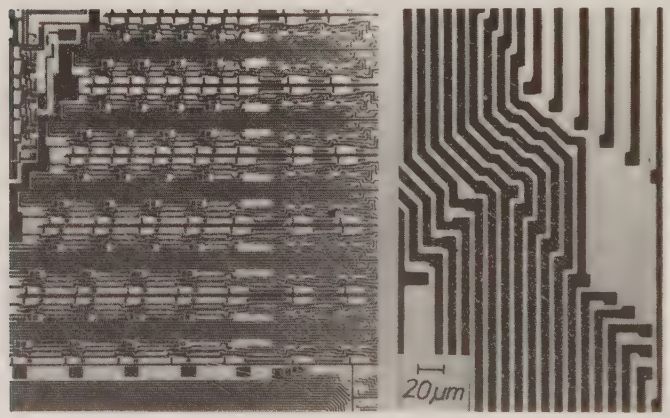


Abb.36:Auflichtmikroskopische Auschnittsvergrösserungen einer maskierten Quarzglasplatte zur Demonstration der erreichten Kopierqualität

10.Scharfstellverfahren

Bei der Belichtung von mit Electron Resist beschichteten Waferoberflächen besteht keine Möglichkeit,die Scharfstellung des Bildes in Transmission zu kontrollieren.Zu diesem Zweck wird daher ein Rastermode benützt:Auf der maskierten Photokathode wird neben der eigentlichen Maskenstruktur ein Sondenstrich präpariert,dessen Breite kleiner oder gerade gleich der kleinsten abzubildenden Linienbreite ist.Unterhalb des Strahlerzeugers ist eine Blende eingesetzt,mit der wahlweise die Originalmaske oder der Sondenstrich ausgeblendet werden kann.Bei ausgeblendeter Maskenstruktur wird nun das verkleinerte Bild des Sondenstrichs mit Hilfe des Ablenkelements im Zwischenbauteil über die Waferoberfläche abgelenkt.Auf den Wafern werden,wiederum mit Hilfe eines Stripping-Verfahrens, 20 µm breite Goldstriche als Justiermarken präpariert.
Zur Fokussierung wird die Elektronensonde über die Justiermarken hinweg abgelenkt,und mittels der Drehvorrichtung am Registriertisch werden die Justiermarken parallel zum Sondenstrich eingestellt.Maximale Peakhöhe und Flankensteilheit des vom Ringdetektor aufgenommenen Rückstreuelektronensignales werden als Kriterium für Drehung und Fokussierung verwendet.Die erforderliche Parallelität von Sonden-und Justierstrich kann offensichtlich genügend gut erreicht werden.
Da die Sonde ausseraxial angeordnet ist,liegt ihr verkleinertes Bild nicht in der Gausschen Bildebene,sondern auf der Bildfeldwölbungsfläche in Richtung der optischen Achse verschoben. Nimmt man an,dass man das maximale Rastersignal erhält,wenn der Kreis kleinster Verwirrung zwischen den astigmatischen Brennlinien in der Ebene der Justiermarken liegt,kann man sich eine mittlere Defokussierung gegenüber der Gausschen Bildebene berechnen,die von Bildfeldwölbung,Astigmatismus und dem Quadrat des Achsenabstandes r der Sonde in der Registrierebene abhängt:

$$\Delta z = (C + D) \cdot r^2$$

Mit dieser aus den Linsendaten berechneten Defokussierung erhält man denn auch tatsächlich die besten Aufnahmen,wobei es für die Scharfstellung keine Rolle spielt,ob man die Erregung der letzten Linse entsprechend ändert oder mechanisch den Registriertisch um einen entsprechenden Betrag verfährt.Im Experiment betrug die Grössenordnung dieser Korrektur 700 µm.

11.Experimentelle Ergebnisse

Als erstes wurden Masken mit etwas gröberen Strukturen bis zu einer Linienbreite von 20 µm hergestellt und die Scharfstellung zunächst durch sukzessives Verschieben des Registriertisches in Richtung der optischen Achse vorgenommen.Die Erregung der ersten Linse wurde dazu grob mit Hilfe einer Blende in der Ebene des gemeinsamen Brennpunkts beider Linsen und die Erregung der zweiten Linse durch Scharfstellung des Bildes auf einen in der Sollbildebene angeordneten Leuchtschirm bestimmt.Zur Feineinstellung wurden dann systematisch Fokussierungsreihen durchgeführt.

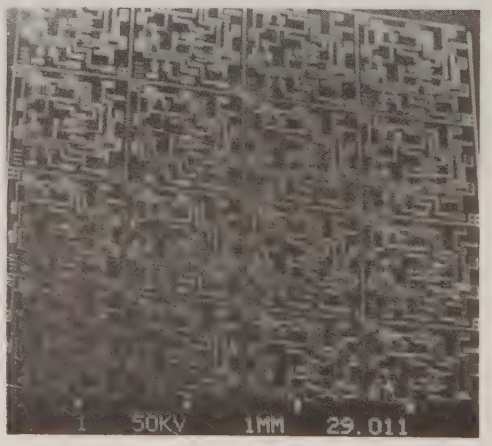


Abb.37:Rasterelektronenmikroskopische Übersichtsaufnahme der ersten verkleinerten Maske

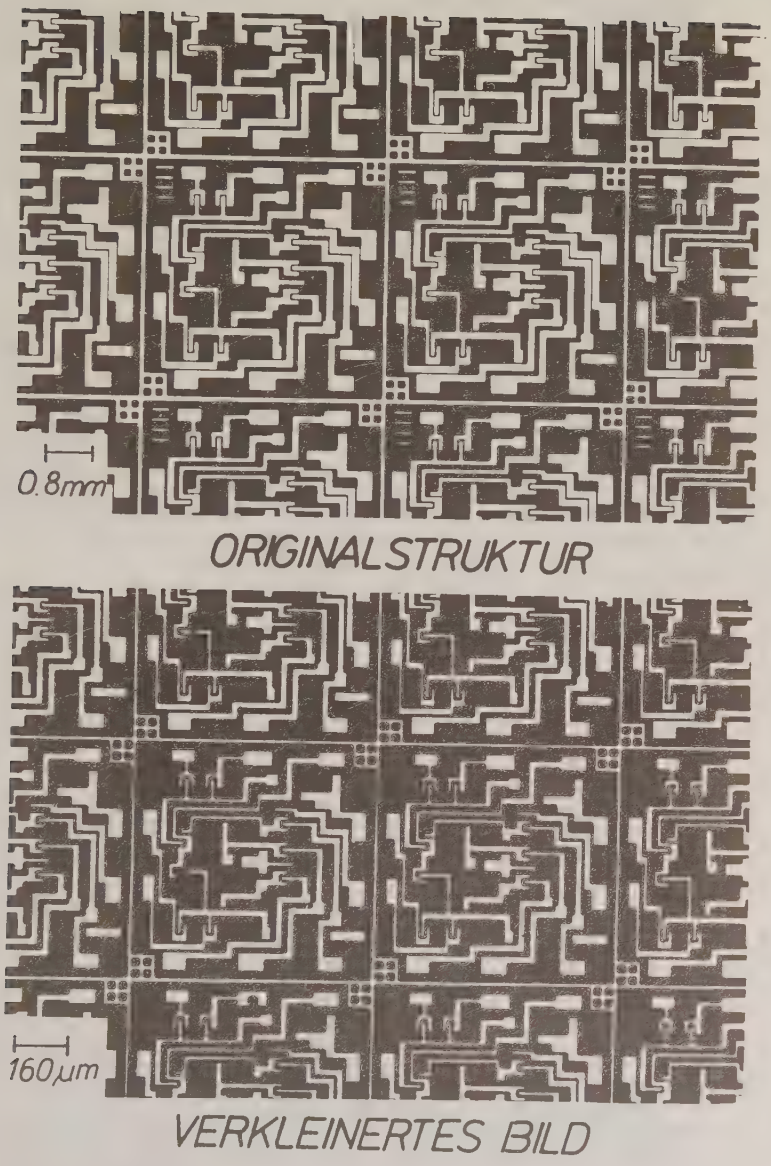


Abb.38:Auflichtmikroskopische Ausschnittsvergrösserung

Die Abbildung 37 zeigt eine rasterelektronenmikroskopische Übersichtsaufnahme der ersten verkleinerten Maske.

Die Auflösung der kleinsten im Muster enthaltenen Linienbreite von 4µm wurde in dem gesamten Gesichtsfeld von 4x4 mm^2 gefunden.
Bei aufmerksamer Betrachtung ist auf Abbildung 37 deutlich eine Verzeichnung zu erkennen:Diese stammt von dem verwendeten Rastermikroskop,das bei solch grossen Rasterfeldern eine starke Verzeichnung aufweist.Ein Vergleich mit der auflichtmikroskopischen Ausschnittsvergrösserung in Abbildung 38 bestätigt dies.

Als nächstes wurden dann das Ablenkelement und der Ringdetektor eingebaut und eine weitere Testmaske mit einzeln stehenden Linien bis zu einer Linienbreite von 20µm und mit einem separaten Sondenstrich präpariert.

Anhand dieser Maske wurde das Scharfstellverfahren erprobt und mittels der Durchführung systematischer Fokussierungsreihen die nach Kapitel 10 erwartete Defokussierung als die zu den besten Bildern führende bestätigt.

Abbildung 39 zeigt oben die verwendete Originalstruktur, im unteren Bereich die Mitte des verkleinerten Bildes,in PMMA registriert und im Rasterelektronenmikroskop vergrössert.

Abbildung 40 zeigt nochmals das Testmuster und an den vier Ecken die Auflösung der Struktur im verkleinerten Bild in den gekennzeichneten Bereichen.Die kleinste im Muster enthaltene Linienbreite ist dabei wiederum 4µm.Die Längenausdehnung des verkleinerten Musters beträgt 3.8 mm.

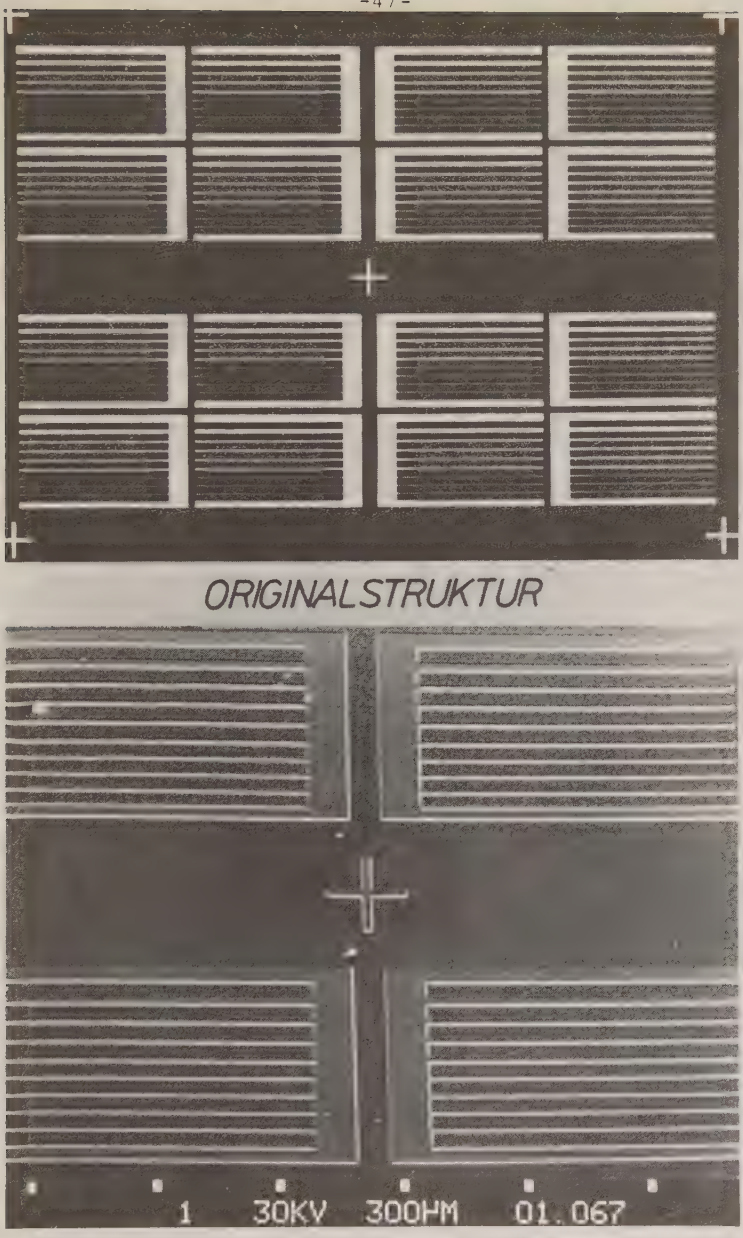


Abb.39:Rastermikroskop.Ausschnittsvergr. der Testmaskenmitte

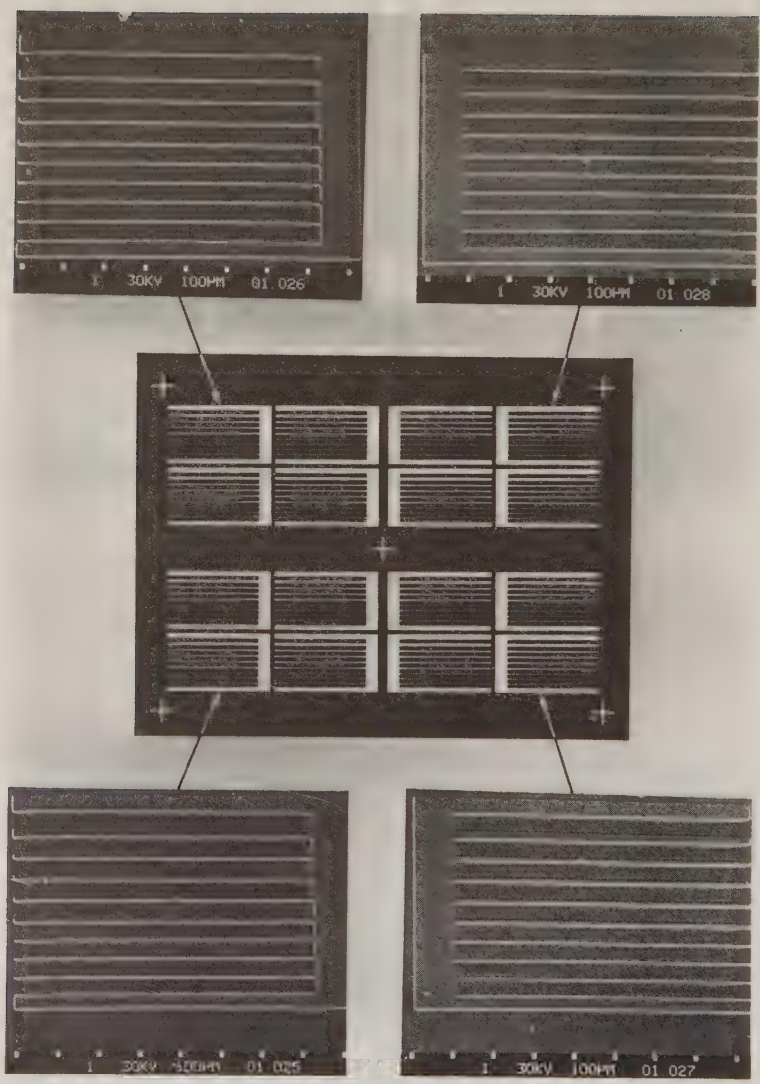
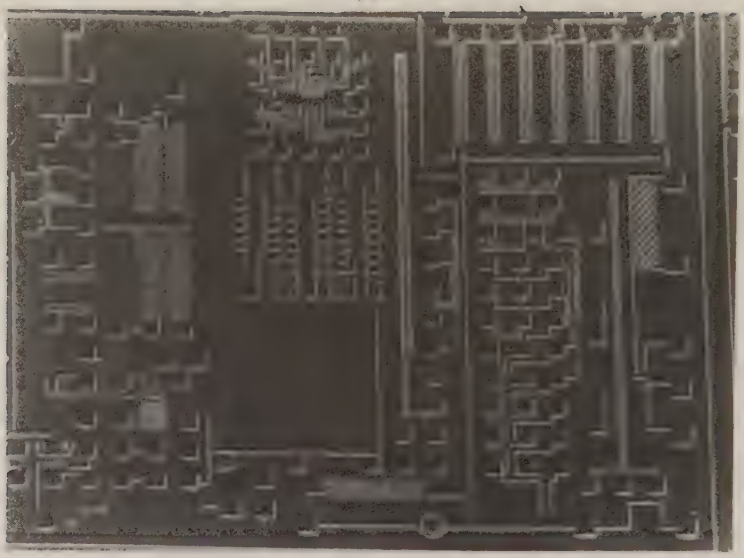


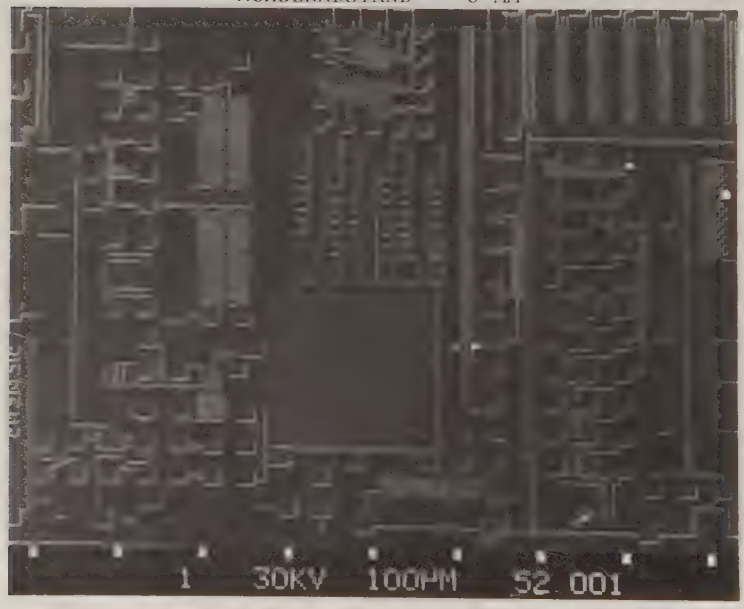
Abb.40:Auflösung der 4 µm breiten Linien in den Ecken des verkleinerten Bildes

Als nächstes waren nun für verkleinerte Linienbreiten von 2µm und 1 µm Auflösungstests durchzuführen. Zu diesem Zweck wurden von Industriefirmen dankenswerterweise zur Verfügung gestellte Originalmasken nach dem beschriebenen Verfahren umkopiert und elektronenoptisch verkleinert registriert.

Die Belichtungszeiten bei einer Beschleunigungsspannung von 25 kV betrugen für PMMA als Electron Resist und einem Entwickler von Isobuthylmethylketon/Isopropylalkohol im Verhältnis 1:3 je nach dem Alter der Kathode zwischen 5 und 15 Sekunden. Zur korrekten Durchbelichtung der komplizierten Strukturen und Vermeidung von durch den Proximity-Effekt bedingten Störungen musste die Belichtungszeit in Belichtungsreihen sehr sorgfältig bestimmt werden.
Trotz den durch die unterschiedliche Lage der Bildelemente des Originals relativ zu den Netzstegen bedingten unterschiedlichen Stromdichten in den entsprechenden Punkten des verkleinerten Bildes konnte immer eine Belichtungszeit gefunden werden, bei der alle Bildpunkte genügend gut durchbelichtet waren, ohne dass an anderen Stellen Überbelichtung auftrat.
Abbildung 41 zeigt zwei verkleinerte Einzelchips in rastermikroskopischer Vergrösserung, im oberen Bildteil registriert im paraxialen Bereich um die optische Achse herum, im unteren Bildteil in einem mittleren Achsenabstand von 2 mm. Die Abbildungen 42-48 zeigen Chipausschnitte in verschiedenen Achsenabständen bzw. Ausschnitte aus verwendeten Schaltstrukturen.
Damit ist zunächst gezeigt, dass die Übertragung komplexer Strukturen mit einem solchen System grundsätzlich möglich ist, und dass die Intensitätsmodulation durch die Absorption der Photoelektronen auf den Netzstegen sich bei geeigneter Wahl der Belichtungszeit nicht bemerkbar macht. Dasselbe gilt offensichtlich auch für Störungen durch Reflexion von UV-Licht und Primärelektronen an den Stegen des Anodennetzes.

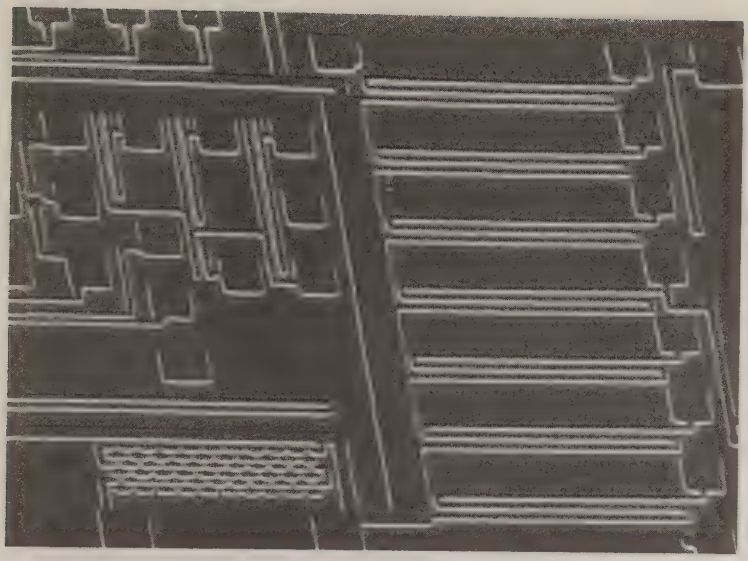


ACHSENABSTAND ≃ 0 MM

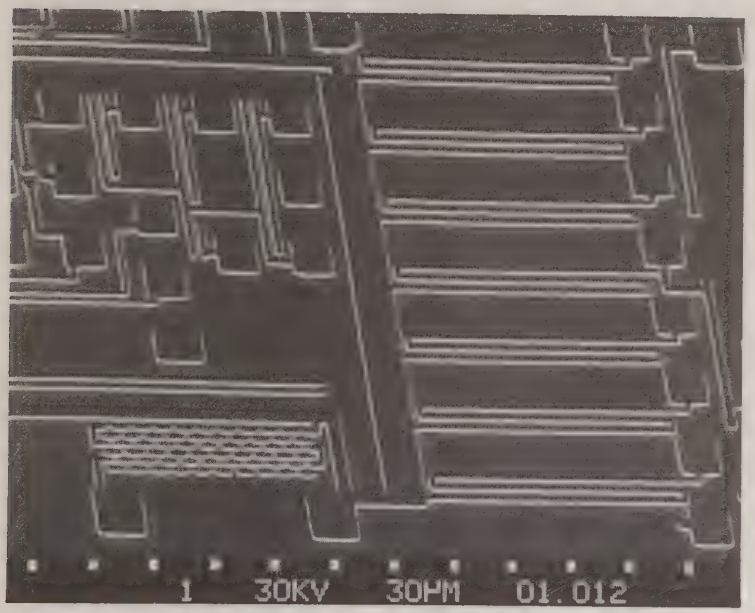


ACHSENABSTAND ≃ 2 MM

Abb.41:Verkleinerte Einzelchips

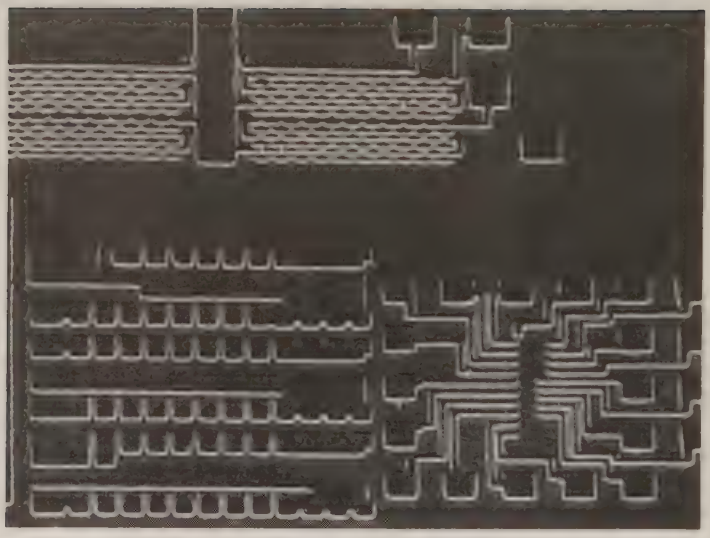


ACHSENABSTAND ≃ 0 MM

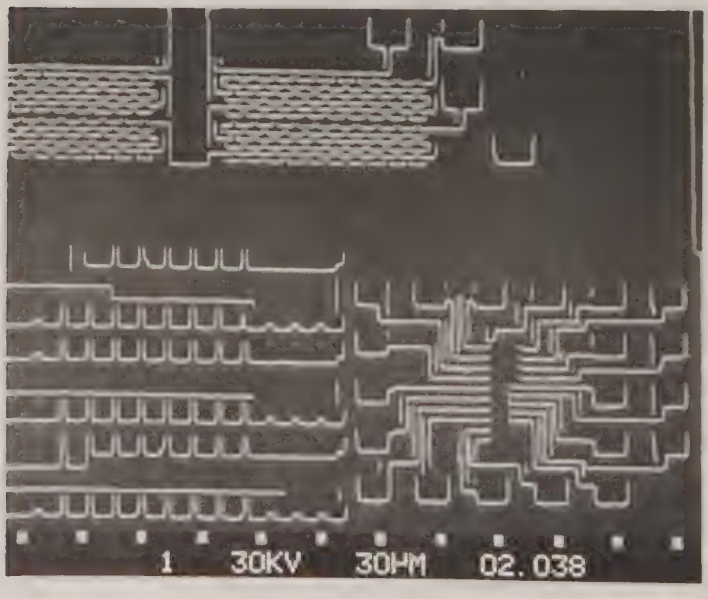


ACHSENABSTAND ≃ 2 MM

Abb.42:Chipausschnitte in versch.Achsenabständen

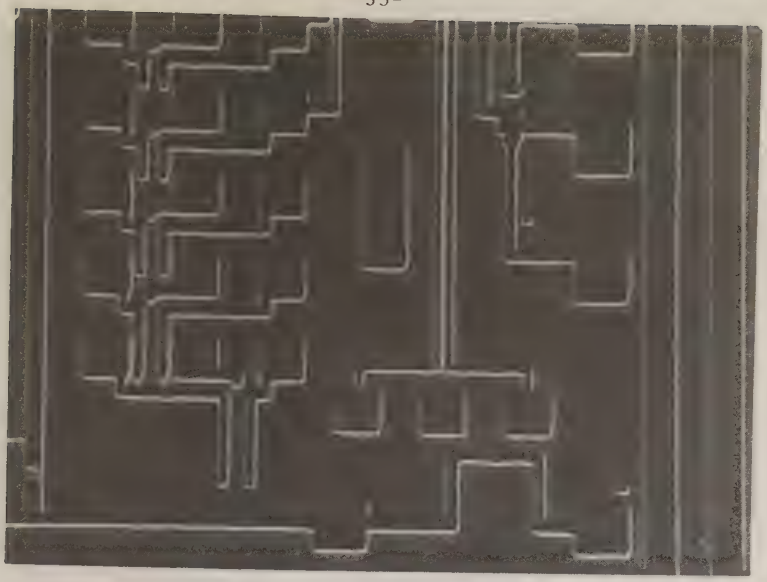


ACHSENABSTAND ≃ 0 MM

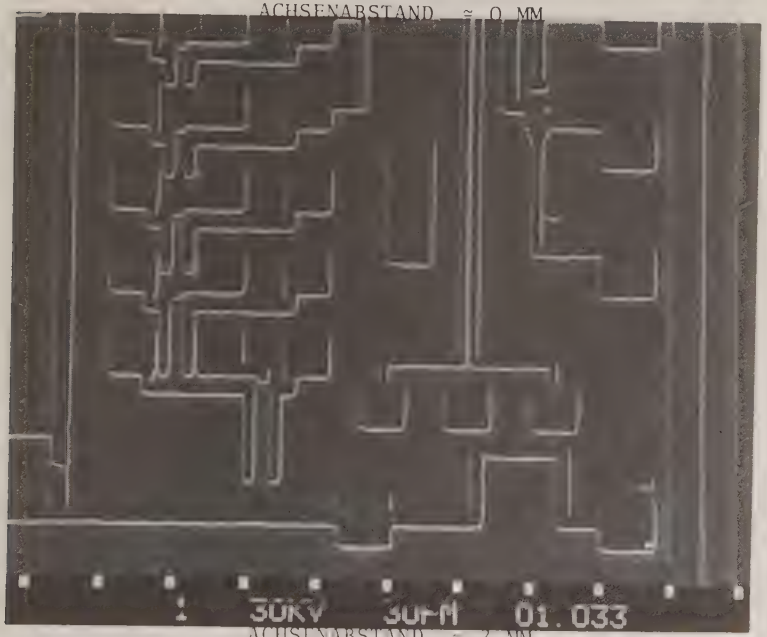


ACHSENABSTAND ≃ 2 MM

Abb.43:Chipausschnitte in verschiedenen Achsenabst.



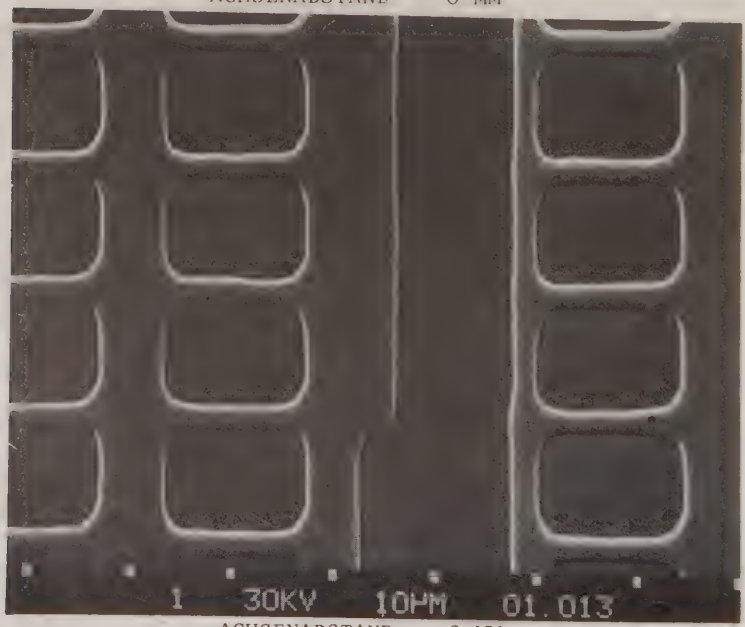
ACHSENABSTAND ≈ 0 MM



ACHSENABSTAND ≈ 2 MM

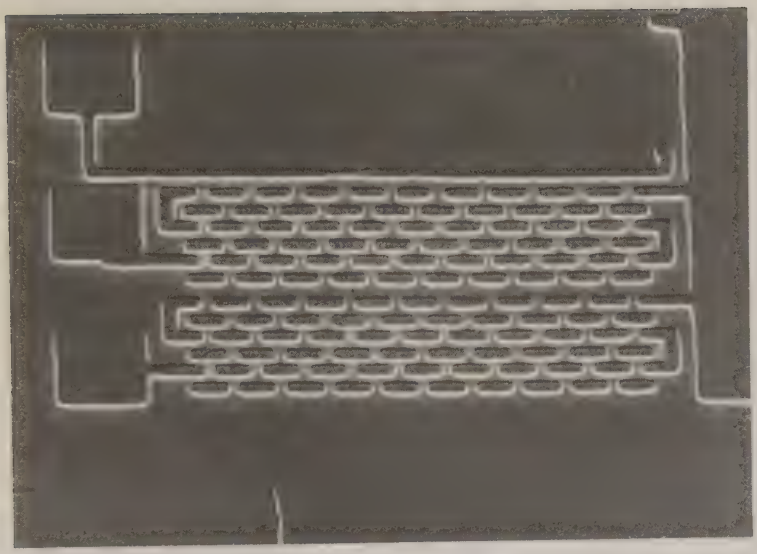
Abb.44:Chipausschnitte in versch. Achsenabständen

ACHSENABSTAND ≃ 0 MM

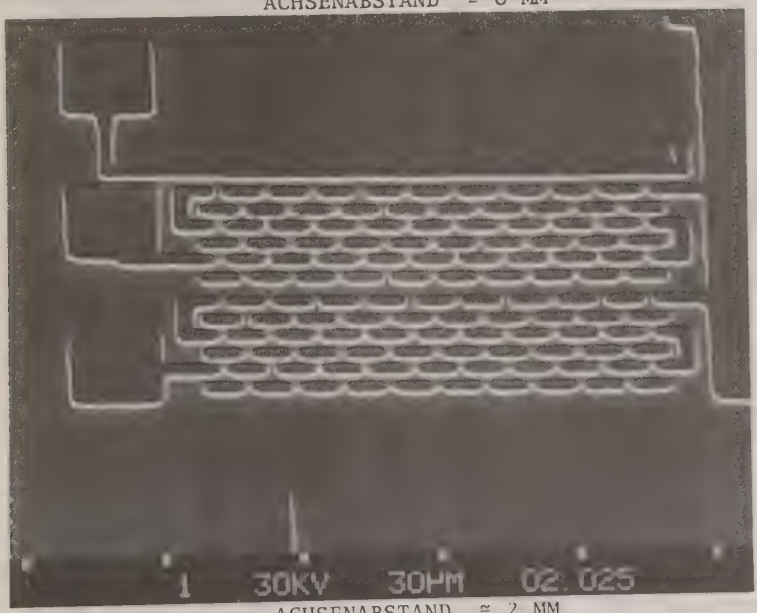


ACHSENABSTAND ≃ 2 MM

Abb. 45:Chipausschnitte mit der Auflösung von 2µm-Strukturen



ACHSENABSTAND ≃ 0 MM



ACHSENABSTAND ≃ 2 MM

Abb.46:Chipausschnitte mit der Auflösung von 1µm-Strukturen

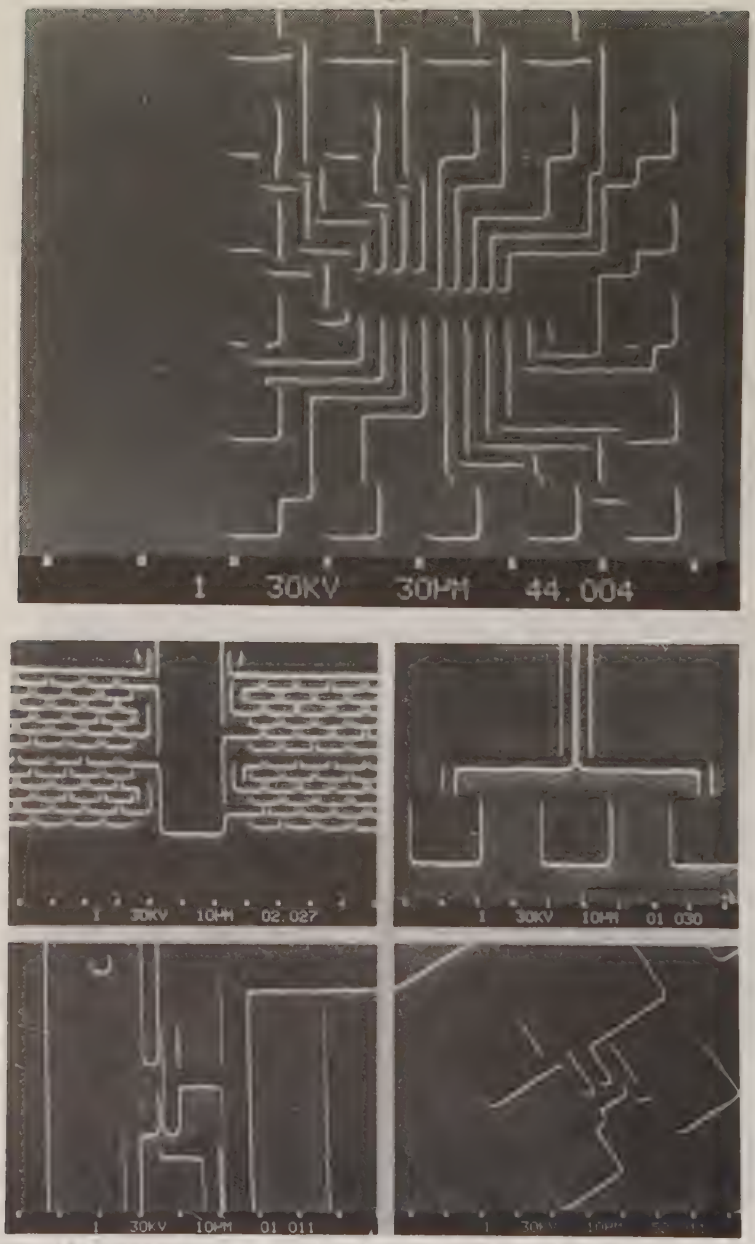


Abb.4: Ausschnitte von verwendeten Schaltstrukturen

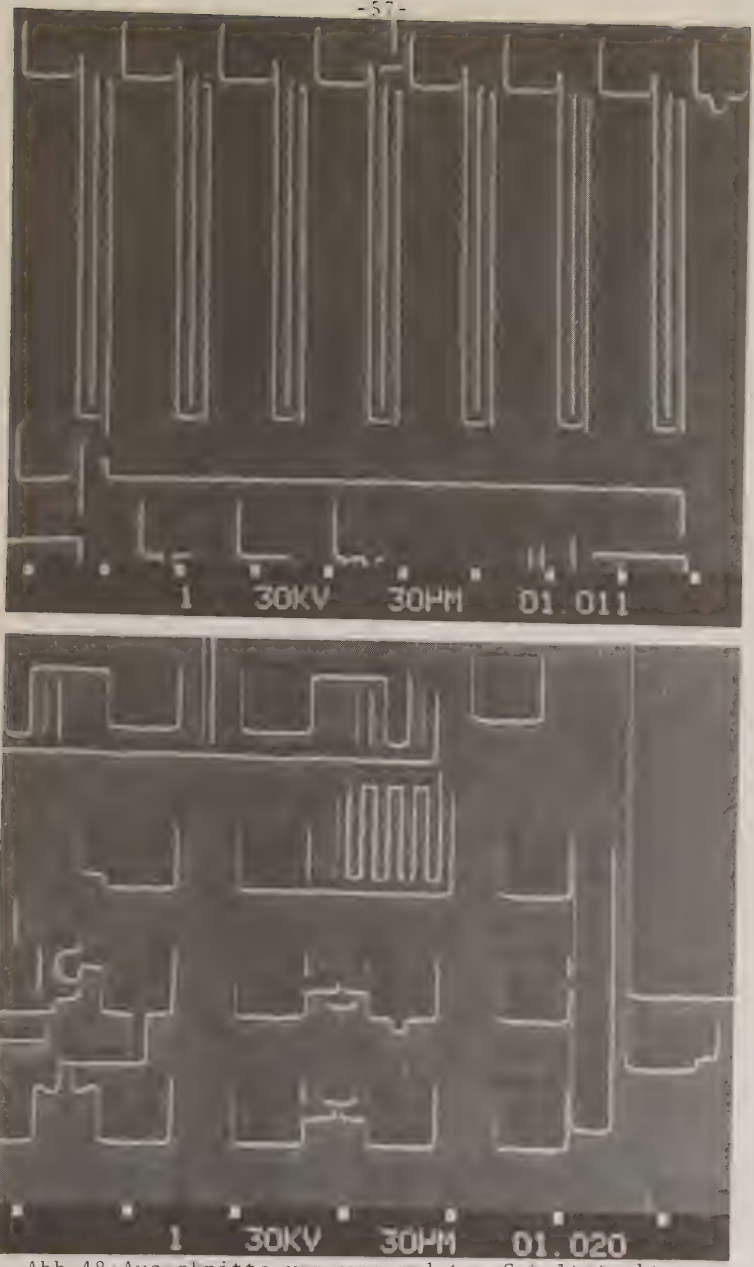


Abb.48: Ausschnitte von verwendeten Schaltstrukturen

Wie den Abbildungen der Seiten 52-57 zu entnehmen ist,konnte bei diesen Tests die Auflösung von 2µm und 1µm breiten Strukturen in einem verkleinerten Gesichtsfeld von ca.4x4 mm^2 gefunden werden.

Im Lauf des nun folgenden"Routinebetriebs" stellte sich jedoch heraus,dass diese Auflösung nicht zuverlässig mit beliebiger Anordnung der Bildelemente im Pattern zu erreichen war,sondern dass die Auflösung von 2µm und teilweise sogar von 3µm breiten Strukturen selbst in achsennahen Bereichen manchmal erhebliche Schwierigkeiten bereitete oder nicht erreicht werden konnte.

Schwankungen der Elektronenapertur etwa in Abhängigkeit von der Präparation der Photokathoden konnten von M.Dostmann(6) nicht gemessen werden.
In einer langen Reihe von Experimenten wurden Fokussierungs-, Belichtungs- und Entwicklungsbedingungen systematisch variiert,ohne dass eine bessere Reproduzierbarkeit der Abbildung erreicht werden konnte.Damit war klar,dass es sich um grundsätzliche Effekte handelte.

Es war nun zunächst notwendig,die elektronenoptischen Vorgänge im Strahlerzeugungssystem in der nächsthöheren Näherung zu untersuchen.

12.Grenzen des Verfahrens

I.)Elektronenoptische Grenzen

Bildentstehung im Emissionssystem

Das Beschleunigungsfeld im Strahlerzeuger setzt sich zusammen aus einem homogenen Beschleunigungsfeld und einem kleinen,inhomogenen Feldanteil im unmittelbaren Bereich der Netzmaschen.

a)Bewegung der Elektronen im homogenen Beschleunigungsfeld

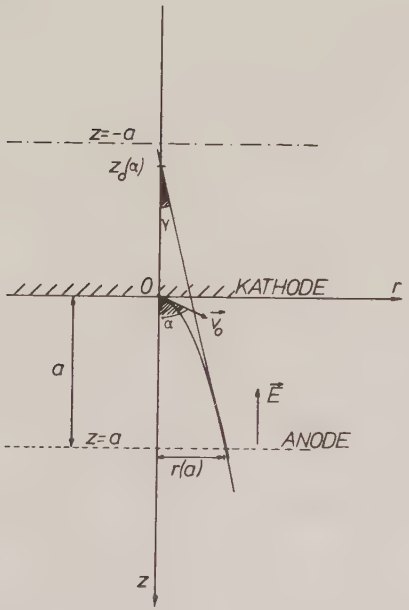


Abb.49:Elektronenbahnen im homogenen Feld

Eine vom Achsenpunkt der Kathodenoberfläche mit den Anfangsbedingungen $\dot{r}_o = v_o \sin\alpha$; $\dot{z}_o = v_o \cos\alpha$ ausgehende Elektronenbahn verläuft längs des Parabelastes:

$$z(r) = r\cot\alpha + \frac{U}{4au}\cdot\frac{r}{\sin^2\alpha} \quad ; r(z) = 2a\frac{u}{U}\sin\alpha\left(\sqrt{(zU/au)+\cos^2\alpha}-\cos\alpha\right)$$

wobei $u := mv_o^2/2e$ und U/a der Betrag der Feldstärke ist.

Die Gleichung der bei $z=a$ angelegten Bahntangente ist:

$$r(z) = r(a) + (z-a).r'(a)$$

wobei $r(a) = 2a\frac{u}{U}\sin\alpha\left(\sqrt{(U/u)+\cos^2\alpha}-\cos\alpha\right) = 2a\sqrt{u/U}\sin\alpha + O(u/U)$

$$r'(a) = \sin\alpha/\sqrt{(U/u)+\cos^2\alpha} = \sqrt{u/U}\sin\alpha + O((u/U)^{3/2})$$

Diese Tangente schneidet die Achse an der Stelle:

$$z_s(\alpha,u) = a - \frac{r(a)}{r'(a)} = -a + 2a\frac{u}{U}\cos\alpha\left(\sqrt{(U/u)+\cos^2\alpha}-\cos\alpha\right) = -a + O(\sqrt{u/U})$$

Für $\alpha \to 0$ wird $z_s(0,u) = -a + 2a\sqrt{u/U}\left(\sqrt{1+u/U}-\sqrt{u/U}\right)$

Der Schnittpunkt der bei $z=a$ angelegten Bahntangente mit der Ebene $z=z_s(0,u)$ hat den Achsenabstand

$$\Delta(\alpha,u) = 2a.\frac{u}{U}\sin\alpha(1-\cos\alpha) + O((u/U)^{3/2})$$

der für $\alpha=\pi/2$ seinen grössten Wert $\Delta_{max} = 2au/U$ annimmt.

Setzt man beispielsweise $a=3mm$, $u=1eV$, $U=10kev$, so wird $\Delta_{max} = 0.6\mu m$ d.h. die durch Δ_{max} beschriebene Abèrration im virtuellen Bild bewirkt keine praktische Beeinträchtigung des Auflösungsvermögens des Systems.

b.)Linsenwirkung der Maschen im Anodennetz

Für die Richtungsänderung einer Elektronenbahn beim Durchgang durch ein Lochblendenfeld gilt die bekannte Formel(7):

$$\rho_2' - \rho_1' = -\frac{\rho}{4U}(\Phi_2' - \Phi_1')$$

Dabei ist ρ der Abstand der Elektronenbahn von der Lochmitte in der Blendenebene, ρ_1' ihre Neigung beim Eintritt in das Anodengebiet, ρ_2' bei ihrem Austritt, während $-\Phi_1'=-U/a$ die Feldstärke vor und $-\Phi_2'=0$ die hinter der Anode ist.
Ist r der Abstand der Bahn von der Achse, und betrachten wir wieder vom Achsenpunkt auf der Kathode ausgehende Bahnen, so gilt bei einem Abstand r_o der Lochmitte von der Achse (vgl.Abbildung 50, wo $r_o=n.g$ ist) für Bahnen, die in der durch Lochblendenmitte und Achse definierten Ebene verlaufen:

$$\rho = r - r_o \quad \text{und} \quad \rho' = r'$$

Damit folgt aus der Lochblendenformel:

$$\Delta r' = r_2' - r_1' = \frac{r - r_o}{4a}$$

Für das untersuchte System ist e.u in der Grössenordnung von einigen Zehntel Elektronenvolt, e.U in der Grössenordnung von 20-40 Kiloelektronenvolt, d.h. $u/U \ll 1$.
Für diesen Fall ergeben sich aus den Formeln der Seite 60 die Ausdrücke: $r_1'=r'(a)=\sqrt{u/U}\sin\alpha$ und $r=r(a)=2a\sqrt{u/U}\sin\alpha$, so dass man aus obiger Formel erhält:

$$r_2' = \tfrac{3}{2}\sqrt{u/U}\sin\alpha - \frac{r_o}{4a}$$

Die Bahntangente im feldfreien Raum hinter der Anode hat die Gleichung

$$r(z)=r(a)+(z-a)r_2'=2a\sqrt{u/U}\sin\alpha+(z-a)\left(\tfrac{3}{2}\sqrt{u/U}\sin\alpha-\frac{r_o}{4a}\right)$$

Die Schar solcher Tangenten mit dem Scharparameter α schneiden sich in der Ebene, in der $\partial r/\partial\alpha=0$ ist, d.h. in der Ebene

$$z_s = -a/3 \quad .$$

Den dortigen Achsenabstand erhält man durch Einsetzen von $z_s=-a/3$ in die letzte Tangentengleichung zu:

$$r_s = r_o/3$$

Eine Netzmasche, deren Mittelachse von einem Maskenpunkt den radialen Abstand r_o hat, erzeugt von diesem ein virtuelles Bild in $z_s = -a/3$; $r_s = r_o/3$.

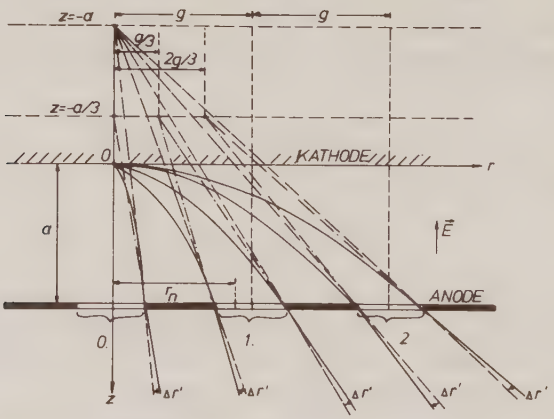


Abb.50: Abbildung eines Maskenpunktes mit mehreren periodisch angeordneten Lochblenden. Der Maskenpunkt liegt auf der Mittelachse einer Lochblende, d.h. $r_{on}=n.g$. Die zugehörige Verschiebung der virtuellen Bilder der einzelnen Lochblenden beträgt jeweils g/3 (g Gitterkonstante)

Gleichgültig,welche Gitterkonstante g und welche Länge a des Beschleunigungsfeldes man wählt,eines wird sich sicher bei grossflächiger Abbildung nicht vermeiden lassen,nämlich,dass es Maskenpunkte gibt,deren Lage relativ zum Gitter so ist,dass von einem Punkt mindestens zwei verschiedene Netzmaschen angestrahlt werden.Jede dieser Netzmaschen entwirft ihr eigenes virtuelles Bild und beide Bilder liegen,wie man sich leicht überzeugt,die Strecke g/3 auseinander.
Die kleinste käuflich erwerbbare Gitterkonstante betrug 12.5 µm.Mit diesen Netzen wurde die Experimente durchgeführt.Die zugehörige Verschiebung der virtuellen Bilder beträgt g/3= 4.1µm.Bei fünffacher Verkleinerung entspricht dem in der Registrierebene eine Unschärfe von 0.8µm und dies bei ungünstiger Lage der Bildelemente auf beiden Seiten emittierender Bildelemente.
Damit wird verständlich,warum die Auflösung im 1µm- und 2µm-Bereich starke Schwierigkeiten bereitet.
Die obige Betrachtung gilt für Netzmaschen,die in den beiden durch den Verlauf der Gitterstege vorgegebenen Richtungen neben einander liegen.
Von Maskenpunkten,die in der Gegend von Knotenpunkten der Netzstege liegen,werden zwangsläufig die 4 unmittelbar benachbarten Netzmaschen angestrahlt.Jede dieser Netzmaschen entwirft ein eigenes virtuelles Bild des Punktes,das um die jeweilige Strecke $r_o/3$ gegen die Lage des eigentlichen Maskenpunktes in Richtung auf die jeweilige Maschenachse verschoben ist.Die daraus maximal resultierende praktische Auflösungsgrenze ist schwer abzuschätzen,da bei Positionen der Maskenpunkte nicht genau über den Knotenpunkten der Stege die Intensitäten der einzelnen virtuellen Bilder sich stark ändern.Eine grössenordnungsmässige Abschätzung liefert die Betrachtung des genau über dem Knotenpunkt liegenden Maskenpunktes.

Die virtuellen Bilder liegen innerhalb eines Kreises mit dem Durchmesser $2r_o/3$.Für die verwendete Gitterkonstante von g=12.5µm ergibt sich ein Durchmesser von:

$$\frac{2}{3}r_o = \frac{2 \cdot g}{3\sqrt{2}} = 5.8\mu m$$

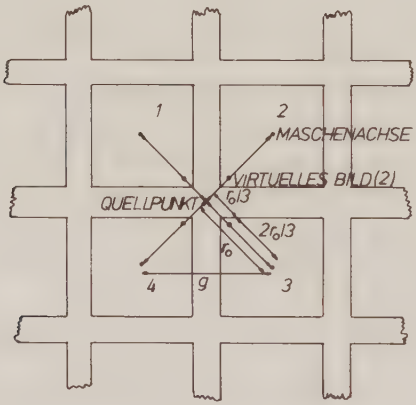


Abb.51:Zur Lage der Maskenpunkte über den Knotenpunkten des Gitters

Aus dem Vorangegangenen ist ersichtlich,dass die gezeigte Auflösung von 2µm und 1µm breiten Strukturen mit guter Kantenschärfe nur bei günstiger Positionierung der Bildelemente zu einander und relativ zu den Netzmaschen erreichbar ist,nicht aber mit beliebiger Anordnung der Bildelemente im Pattern und relativ zu den Netzmaschen.
Die bei fünffacher Verkleinerung grossflächig erreichbare Auflösung liegt bei einer Gitterkonstante von 12.5µm des verwendeten Netzes je nach der Positionierung der Bildelemente relativ zu den Netzmaschen zwischen 0.8µm und 1.6µm (bei einer Beschleunigungsspannung von 25 kV und einer Pd-Schichtdicke von 3 nm.)

Für die kleinste derzeit käuflich erwerbbare Gitterkonstante g=12.5µm ergeben sich folgende Verhältnisse:Bei einem minimalen Netzabstand von 3mm und einer Apertur von $2.1o^{-3}$ rad ist der in der Netzebene ausgeleuchtete Durchmesser etwa 12µm.Die dabei auftetenden Abbildungsfälle sind die,dass von einem Maskenpunkt gerade eine volle Netzmasche ausgeleuchtet wird oder dass zwei benachbarte Netzmaschen angestrahlt werden oder dass der Maskenpunkt in der Nähe eines Knotenpunkts liegt und die vier unmittelbar benachbarten Netzmaschen angeleuchtet werden.
Bei ungünstigem Verlauf der Kanten emittierender Bildelemente relativ zu den Netzmaschen kann durch die wechselnden Abstände der einzelnen Emissionspunkte zu den Mittelachsen der Netzmaschen eine lokale Deformation auftreten,wie man sie bei aufmerksamer Betrachtung der Bilder auf den Seiten 46-52 an einigen Stellen beobachten kann.

Um alle diese Effekte bei einer zu fordernden Kantenlagegenauigkeit von 0.2µm sicher zu beherrschen,ist ein Verkleinerungsmasstab in der Grössenordnung von m=50 erforderlich.

Abbildung 52 zeigt mit zwei nicht optimal zusammenpassenden Linsen in teleskopischem Strahlengang durch fünfzigfache Verkleinerung gewonnene Chipausschnitte in rasterelektronenmikroskopischer Vergrösserung.
Die in PMMA belichteten und anschliessend in eine darunterliegende Chromschicht eingeätzten Strukturen zeigen bis zur kleinsten im Muster enthaltenen Linienbreite von 0.7µm eine sehr gute Kantenschärfe.
Die erforderliche kurze Brennweite der zweiten Linse reduziert allerdings dabei das nutzbare Gesichtsfeld infolge der grösseren ausseraxialen Bildfehler und der vergrösserten Apertur in die Grössenordnung von einigen hundert Mikrometern.

Abb. 52: Durch 50-fache Verkleinerung gewonnene Chipausschnitte

II.)Derzeitige technologische Grenzen

Neben den im vorigen Abschnitt skizzierten elektronenoptischen Grenzen des Verfahrens gibt es noch ein gravierendes technologisches Problem,das zur Realisierung eines zuverlässigen Routinebetriebs gelöst werden muss.
Abbildung 53 zeigt ein Bildelement von 70µm Kantenlänge aus den verschiedenen Chips einer verkleinerten Maskenstruktur, aufgenommen in einer Doppelbelichtung und auflichtmikroskopisch vergrössert.
Die Bildelemente wurden einmal mit durch Lichtfilter am Eintrittsfenster des Strahlerzeugers 10fach verringerter Kathodenstromdichte vollständig durchbelichtet,anschliessend mit dem vollen Kathodenstrom nicht ganz durchbelichtet,um beide Bilder erkennbar zu machen.

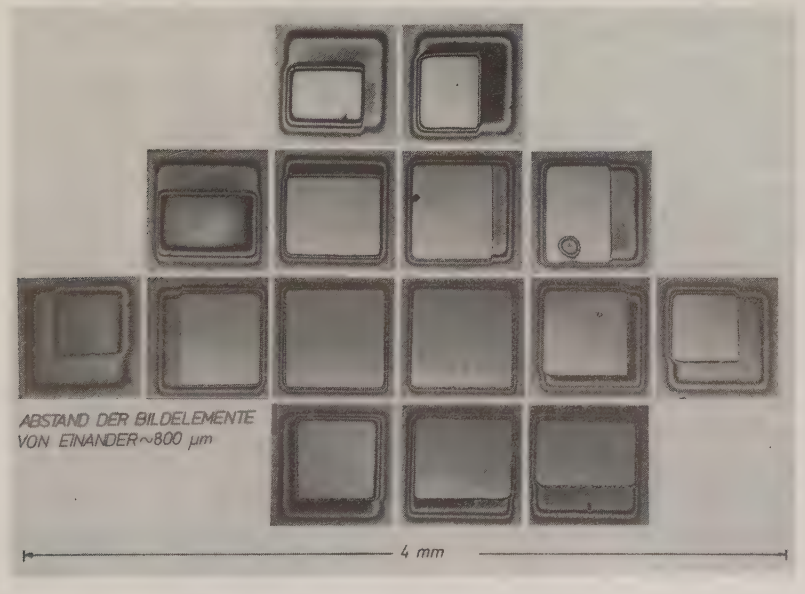


Abb.53:Wanderung und Deformation von Bildelementen bei Änderung der Kathodenstromdichte

Man erkennt deutlich eine Wanderung und Deformation der Bildelemente bei Änderung der Flächenstromdichte.Bei schwachem Strom(durchbelichtetes Bild) erkennt man vor allem in den Randgebieten eine erhebliche Deformation der Strukturen,während bei vollem Strom die Bilder etwa die gleiche Grösse haben.
Dies bedeutet,dass sich offensichtlich auf den Anodennetzen je nach Lage und Dichte der emittierenden Bildelemente und der Kathodenstromdichte Temperaturgradienten aufbauen,die zu unterschiedlichen Krümmungsradien der Netze führen.

Es ist klar,dass eine endgültige experimentelle Beurteilung eines solchen Systems erst erfolgen kann,wenn vollständige mechanische und thermische Stabilität der durchstrahlbaren Anoden erreicht ist.
Versuche,mit einer automatischen Nachspannvorrichtung den oben beschriebenen Effekt zum Verschwinden zu bringen,hatten nicht den gewünschten Erfolg.
Versuche,die käuflichen Kupfernetze mit einer Umhüllung aus einer ca. 1µm dicken Schicht von Metall geringerer thermischer Ausdehnung zu stabilisieren,erwiesen sich als problematisch,da bei beginnender Krümmung der Netze die Aufdampfschichten leicht Risse bekamen,die zu Hochspannungsüberschlägen führten.
Eine Lösung bietet hier möglicherweise eine von J.Greschner(5) untersuchte Methode zur Herstellung dünner,strukturtragender Siliziummembranen hoher mechanischer und thermischer Stabilität.Die Übertragung dieser komplizierten Technologie auf Gesichtsfelder von 25-30 mm Durchmesser mit Löchern mit Durchmessern im Mikrometerbereich bei möglichst geringer Stegbreite und Membrandicke muss zwangsläufig Gegenstand einer separaten wissenschaftlichen Untersuchung sein,die im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden konnte.Die endgültige Optimierung aller elektronenoptischen Bedingungen kann erst erfolgen,wenn feststeht,bei welchen Gitterkonstanten sich die erforderlichen Membrandicken und -durchmesser mit ausreichender Stabilität realisieren lassen.

13. Zusammenfassung

Es wurde ein verkleinernder elektronenoptischer Maskierungsprojektor aufgebaut, der als Strahlerzeugungssystem einen Bildwandler mit maskierter Photokathode und Gitteranode verwendet.
Die abzubildende Maskenstruktur befindet sich als UV-absorbierendes Muster aus Titandioxyd auf einer Quarzglasplatte und ist mit einer als Photokathode wirkenden Palladiumschicht bedampft. Bei Beleuchtung der Anordnung von hinten mit UV-Licht geeigneter Wellenlänge werden an den lichtdurchlässigen Stellen der Maske Photoelektronen ausgelöst. Die Photokathode liegt auf negativer Hochspannung, so dass die ausgelösten Elektronen zwischen der Kathode und einem auf Erdpotential liegenden Anodennetz die gewünschte Beschleunigungsspannung durchlaufen.
Zur Verkleinerung des vom Bildwandler produzierten Elektronenbildes wurde ein zweilinsiges, teleskopisches System geometrisch ähnlicher Magnetlinsen mit entgegengesetzt gerichteter, gleich grosser Erregung beider Linsen gewählt.
Die beiden Magnetlinsen mit dem gleichen Spalt/Bohrungsverhältnis haben bei gleicher Erregung und der Bedingung $S_1 = m.S_2$, $D_1 = m.D_2$ die Brennweiten m.f und f und werden zu einem teleskopischen System angeordnet, d.h. die objektseitige Hauptebene der ersten und die bildseitige Hauptebene der zweiten Linse haben von einander den Abstand der Summe der Brennweiten beider Linsen (m+1)f.
Das Strahlerzeugungssystem ist so angeordnet, dass das von ihm erzeugte virtuelle Bild der Kathodenoberfläche in der vorderen Brennebene der ersten Linse liegt und m-fach verkleinert in die hintere Brennebene der zweiten Linse abgebildet wird.
Die Abbildungseigenschaften eines solchen Systems von Magnetlinsen wurden analytisch und numerisch untersucht, und es zeigte sich, dass die entstehende Abbildung frei von isotroper und anisotroper Verzeichnung sowie von den Farbfehlern der Vergrösserung und der Bilddrehung ist.

Experimentell realisiert wurde ein System mit dem Spalt/Bohrungsverhältnis S/D=2.148 für fünffache Verkleinerung der Originalmaske mit S_1=290mm, D_1=135mm, S_1=58mm, D_2=27mm und einer Brennweite f_1=275.60mm und f_2=55.12mm.
Zur Kontrolle der Scharfstellung des verkleinerten Bildes auf die nicht durchstrahlbare Waferoberfläche wird vom Rasterprinzip Gebrauch gemacht. Auf der maskierten Photokathode werden neben der eigentlichen Maskenstruktur separate Sondenstriche präpariert, während auf den Wafern Goldstriche als Justiermarken präpariert werden.
Mit Hilfe eines Ablenkelements wird der Sondenstrich über die Justiermarken hinweg abgelenkt, Parallelität beider Striche hergestellt und maximale Peakhöhe und Flankensteilheit des von einem Halbleiterringdetektor aufgenommenen Rückstreuelektronensignals als Kriterium für die Fokussierung benützt.
Die maskierten Photokathoden werden in einem siebenstufigen Prozess mittels lichtoptischer Lithographie hergestellt.
Bei Auflösungstests unter Verwendung von Palladium-Photokathoden mit 30 Å Schichtdicke bei einer Beschleunigungsspannung von 25 kV wurde die Auflösung von 2µm und 1µm breiten Strukturen in einem Gesichtsfeld von ca. 4x4 mm^2 gefunden.
Der Routinebetrieb zeigte jedoch, dass diese Auflösung nicht zuverlässig mit beliebiger Anordnung der Bildelemente im Pattern und relativ zu den Netzmaschen erreicht werden konnte, sondern dass die Auflösung von 2µm und teilweise sogar von 3µm breiten Strukturen selbst in achsennahen Bereichen erhebliche Schwierigkeiten bereitete oder sogar nicht erreicht werden konnte.
Eine theoretische Untersuchung der Vorgänge im Strahlerzeugungssystem in der nächsthöheren Näherung zeigt, dass der Einfluss des sich um die Anodenebene herum einstellenden inhomogenen Anteils des Beschleunigungsfeldes zu einer räumlichen Verschiebung des vom Bildwandler erzeugten virtuellen Bildes und dadurch bei Verwendung eines Netzes als Anode zu einer grundsätzlichen Auflösungsbegrenzung im virtuellen Bild führt.

Die im virtuellen Bild des Strahlerzeugers erreichbare Auflösungsgrenze ist an die Grösse der verwendeten Gitterkonstante gekoppelt und beträgt mindestens ein Drittel der Gitterkonstante g.
Die beste im verkleinerten Bild erreichbare Auflösung ist bei vorgegebener Beschleunigungsspannung abhängig von der Position der Bildelemente unter einander und relativ zu den Netzmaschen, der verwendeten Gitterkonstante und dem eingestellten Verkleinerungsmasstab.
Für die kleinste verfügbare Gitterkonstante g=12.5µm schwankt die grossfächig erreichbare Auflösungsgrenze je nach Lage der Bildelemente zwischen 0.8µm und 1.6µm (5fache Verkleinerung). Um diese Effekte bei einer zu fordernden Kantenlagegenauigkeit von 0.1-0.2µm sicher zu beherrschen,muss ein Verkleinerungsmasstab in der Grössenordnung m=50 gewählt werden.
Durch fünfzigfache Verkleinerung gewonnene Maskenstrukturen zeigten bis zu den kleinsten in den Mustern enthaltenen Linienbreiten von 0.7µm eine sehr gute Kantenschärfe,allerdings schränkt die erforderliche kurze Brennweite der zweiten Linse das nutzbare Gesichtsfeld auf die Grössenordnung von einigen hundert Mikrometern ein.
Einer endgültigen experimentellen Beurteilung eines solchen Systems steht derzeit ein gravierendes technologisches Problem entgegen:Bei Änderung der auf das Netz auffallenden Flächenstromdichten beobachtet man eine Wanderung und Deformation von Bildelementen,die von thermisch bedingten Änderungen der Krümmungsradien der Anodennetze herrühren.
Eine Reihe von Versuchen,Netze mit verschiedenen Methoden zu stabilisieren,hatte nicht den gewünschten Erfolg.
Eine Lösung bietet hier möglicherweise eine von J.Greschner(5) untersuchte Methode zur Herstellung dünner strukturtragender Siliziummembranen hoher thermischer und mechanischer Stabilität.Die Übertragung dieser komplizierten Technologie auf Gesichtsfelder von 25-30 mm Durchmesser mit Öffnungsdurchmessern im Mikrometerbereich bei möglichst geringer Stegbreite und Membrandicke muss zwangsläufig Gegenstand einer separaten

wissenschaftlichen Untersuchung sein,die im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden konnte.
Nachdem nun die elektronenoptischen Eigenschaften eines solchen Systems grundsätzlich bekannt sind,kann die erforderliche Optimierung aller elektronenoptischen Bedingungen erfolgen,wenn feststeht,bei welchen Gitterkonstanten sich die erforderlichen Membrandicken und -durchmesser mit ausreichender mechanischer und thermischer Stabilität realisieren lassen.

Für die Anregung und stete Förderung dieser Arbeit danke ich Herrn Prof.Dr.R.Speidel sehr herzlich.Herrn Prof.Dr. G.Möllenstedt bin ich für sein förderndes Interesse zu Dank verpflichtet.Den Herren Prof.Dr.E.Kasper,Prof.Dr.F. Lenz,Dr.H. Hoch und Dr.D.Kern bin ich für Anregung,Unterstützung und hilfreiche Diskussionen bei der Untersuchung der theoretischen Aspekte zu grossem Dank verpflichtet,insbesondere Herrn Prof.Dr.E.Kasper für die Überlassung seiner Anwenderprogramme.Herrn Dipl.-Phys.F.Martin danke ich für Arbeiten an den Verstärkern.

Dem Bundesministerium für Forschung und Technologie sei an dieser Stelle für gewährte apparative und personelle Unterstützung gedankt.
Den technischen Mitarbeitern des Instituts für Angewandte Physik sei hier für die Präzision der durchgeführten Arbeiten sehr herzlich gedankt.

Literaturverzeichnis

1)H.Koops,J.Vacuum Sci.Technol. ,10,909(1973)

2)M.B.Heritage:J.Vac.Sci.Technol.,12,1135(1975)

3)B.Lischke,K.Anger,A.Oelmann,W.Münchmeyer
Internat.Conf.on Microlithography,Paris 1977(167)

4)A.Polyticki,Siemens Forsch.u.Entw.Bericht Bd4,Nr3,(1975)

5.)H.Bohlen,J.Greschner,P.Nehmitz
8th Internat.Conf. on Electron and Ion Beam Sci.a.Technol.
Seattle(1978)

6.)M.Dostmann,Tübinger Dissertation,noch unveröffentlicht

7.)Zworykin et al.
Electron Optics And The Electron Microscope
John Wiley Verlag 4.,1957,S.412,441

8.)F.Lenz:Properties of Electron Lenses in "Topics in
Current Physics,Magnetic Electron Lenses Properties"
ed. P.Hawkes,Springer Verlag 1980

Lebenslauf

26.10.1944	geboren in Tübingen am Neckar
	Vater:Max Mayr,Oberingenieur
	Mutter:Hildegard Mayr,geb.Kocher
1951	Eintritt in die ev.Volksschule Tübingen
1955	Eintritt in das Keplergymnasium Tübingen
1964	Reifeprüfung
	Eintritt in die Bundesmarine
1966	Beginn des Physikstudiums an der Universität Tübingen
1974	Diplomhauptprüfung Thema der Diplomarbeit:"Lichtpolarisationsuntersuchungen an Mikrotransmissionsgittern mit 1000 Å Gitterkonstante" bei Prof.Dr.G. Möllenstedt am Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen
Okt.1974 bis Mai 1980	Arbeit an der vorliegenden Dissertation: "Aufbau und Untersuchung der Eigenschaften eines elektronenoptischen Maskierungsprojektors mit Photokathode für Verkleinerung" bei Prof.Dr.R.Speidel am Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen
1976	Eheschliessung mit Sylvia Wolff aus Wuppertal

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren:

Auwärter, Braunbeck, Elwert, Gaukler, Jönsson, Kasper, Krüger, Lenz, Mack, Möllenstedt, Mühleisen, Pfister, Schief, Seiler, Speidel, Stumpf, Wildermuth, Wittern in Physik

Schaefer, Wieland, Wolf, Zeller in Mathematik

Rüdorff, Müller in Chemie